Óptica geométrica

La óptica sin ondas

Marc Figueras Atienza

PID_00159137

Universitat Oberta de Catalunya

Índice

Introducción

La luz es omnipresente en nuestras vidas. Con la luz vemos, ya sea la luz del Sol o la luz producida artificialmente mediante utensilios creados por el hombre. Con la luz estáis leyendo esto, tanto si lo leéis sobre un papel como en una pantalla de ordenador. Mirad por la ventana: si es de día lo veréis todo inundado por la luz del Sol, si es de noche veréis una multitud de aparatos que también dan luz (las farolas de la calle, los faros de los coches, la Luna, etc.). Pero, realmente, ¿qué es la luz? ¿Y como "funciona"? Es decir, ¿cómo se comporta? ¿cómo la podemos manipular? ¿cómo la podemos crear?

En este módulo y en los siguientes intentaremos responder a algunas de estas preguntas. En concreto, en este módulo comenzaremos estableciendo qué es la luz, sin entrar en demasiados detalles, simplemente para tener claro de qué estamos hablando. Después, quizá de manera algo sorprendente, dejaremos de lado la pregunta de qué es realmente la luz para centrarnos en un aspecto mucho más práctico: determinar cómo se comporta en las situaciones más sencillas. Los aspectos más complejos de la luz, cómo se propaga y cómo interacciona cuando se encuentra con diversos tipos de materiales, los dejaremos para módulos posteriores.

Lo podemos plantear de otro modo: pensad en lo más habitual que hacemos con la luz... ¡ver! Pues empezaremos por ahí. Estudiaremos cómo la luz nos permite crear imágenes mediante unos elementos concretos, como trozos de vidrio o espejos, y, además, intentaremos saber cómo son las imágenes que nos crean estos elementos. Esto lo haremos, repetimos, sin entrar a considerar qué es la luz; en este módulo, para nosotros la luz será una "cosa" que viaja en línea recta por los materiales transparentes y que en algunos casos se desvía de una forma muy concreta. Esta manera de abordar el estudio de la luz es lo que se llama **óptica geométrica**, el tema de este módulo.

En el recorrido que haremos por la óptica geométrica os encontraréis con las leyes que determinan cómo rebota y cómo se desvía la luz cuando se encuentra con ciertos materiales, con aplicaciones simples de este hecho, como las fibras ópticas, y con los instrumentos más simples que podemos utilizar para manipular la luz, como los espejos y las lentes. Para ir un poco más lejos en este estudio, también estudiaréis sistemas algo más complejos, como los microscopios o los telescopios e, incluso, los ojos de los seres vivos, que no dejan de ser un instrumento óptico que se puede entender con las herramientas que habréis estudiado.

Objetivos

Los objetivos que debe alcanzar el estudiante una vez trabajados los contenidos de este módulo son:

1. Tener claro que la luz es una onda electromagnética y saber dónde se sitúa dentro de la totalidad del espectro electromagnético.
2. Entender los diferentes niveles en que se puede describir la luz y qué se puede estudiar en cada caso.
3. Entender la óptica geométrica como primera aproximación al estudio de la luz.
4. Saber las limitaciones de la óptica geométrica y saber cómo se pueden superar con la óptica ondulatoria clásica y la óptica cuántica.
5. Saber las bases de la óptica geométrica y cómo dan lugar a las leyes básicas de la reflexión y la refracción.
6. Poder entender y resolver problemas en los que intervenga la reflexión y la refracción de rayos de luz.
7. Entender qué es una imagen.
8. Saber cómo se puede determinar la imagen de un objeto creado por un sistema óptico.
9. Tener claro que para un primer estudio de la formación de imágenes hay que utilizar la aproximación paraxial y saber en qué consiste.
10. Utilizar la aproximación paraxial y las leyes de la óptica geométrica para determinar la imagen creada por varios sistemas ópticos.
11. Saber cuáles son las diferencias entre lo que predice la aproximación paraxial y la realidad y cómo se pueden cuantificar.
12. Entender el funcionamiento de la fibra óptica.
13. Tener una visión global y cualitativa de los diversos sistemas visuales de los seres vivos, en cuanto instrumentos ópticos.
14. Tener un conocimiento un poco más detallado del sistema visual humano.

1. La luz y su estudio: la óptica

En los módulos siguientes estudiaremos las ondas electromagnéticas con toda la generalidad que sea necesaria, pero en este nos limitaremos a una parte de las ondas electromagnéticas, las que nosotros, los seres humanos, podemos detectar sin ayuda de ningún instrumento: las ondas electromagnéticas visibles, es decir, la **luz**.

En el módulo "Ondas" se estudian las ondas en general, mientras que en el módulo "Acústica" nos concentramos en un tipo particular de ondas mecánicas: las ondas acústicas. En este módulo estudiaremos la parte de las ondas electromagnéticas que corresponde a la luz.

1.1. ¿Qué es la luz?

Hacia el siglo XVIII había básicamente dos teorías opuestas para explicar qué es la luz: la teoría corpuscular, que consideraba la luz formada por partículas y tenía el apoyo de gente como Isaac Newton y Pierre de Laplace, y la teoría ondulatoria, que consideraba que la luz es una onda y contaba con partidarios como Robert Hooke, Christiaan Huygens, Thomas Young o Augustin-Jean Fresnel. La luz, ciertamente, presentaba muchas características ondulatorias, como la interferencia o la difracción, muy difíciles de explicar con la teoría corpuscular. Sin embargo, por otro lado, en aquella época se creía que cualquier onda necesitaba siempre un medio para propagarse, mientras que la luz no parecía tener ningún problema para propagarse en el vacío, lo que parecía refutar la posibilidad de que la luz fuera una onda y daba puntos a la teoría corpuscular.

Sobre los actores principales de esta historia...

Isaac Newton (1643–1727) fue un físico inglés, uno de los más influyentes de la historia. Su obra *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* (Fundamentos matemáticos de filosofía natural, 1687) estableció las bases de toda la mecánica y consiguió relacionar el movimiento de los cuerpos con las causas que lo producen.

Pierre-Simon de Laplace (1749–1827) fue un físico y matemático francés. Fue uno de los más importantes desarrolladores de la mecánica iniciada por Newton, basándose totalmente en el análisis matemático. Su obra *Mécanique Céleste* (Mecánica celeste, 1799–1825) fue fundamental en el estudio del movimiento de los planetas a partir de la mecánica de Newton.

Robert Hooke (1635–1703) fue un erudito inglés especialmente conocido en física por sus trabajos sobre elasticidad (la ley de Hooke) y microscopía y por su análisis de la refracción de la luz, que lo llevó a apoyar la teoría ondulatoria.

Christiaan Huygens (1629–1695) fue un físico y matemático neerlandés destacado por sus trabajos sobre la naturaleza ondulatoria de la luz, pero también por el descubrimiento de la verdadera naturaleza de los anillos de Saturno y de su luna más grande, Titán.

Thomas Young (1773–1829) fue un erudito británico que trabajó en numerosos campos. En física es especialmente conocido por el experimento de la doble rendija, que ponía de manifiesto las interferencias de ondas luminosas. Cabe destacar que hizo contribuciones fundamentales para el desciframiento de la escritura jeroglífica egipcia.

Augustin-Jean Fresnel (1788–1827) fue un gran estudioso de la óptica, que amplió los resultados de Young y aplicó la hipótesis de la naturaleza ondulatoria de la luz para explicar una gran variedad de fenómenos.

La polémica entre las dos teorías fue larga, pero en cualquier caso, hacia 1850, el peso de las pruebas experimentales hizo abandonar casi definitivamente la teoría corpuscular y todo parecía indicar que la luz era una onda.

El éter

Como en el siglo XIX se seguía pensando que cualquier onda necesitaba un medio para propagarse, para solucionar este problema se supuso que el vacío estaba lleno de un medio llamado *éter* (que no tiene nada que ver con los compuestos químicos llamados *éteres*) en el que se propagaba la luz. Esta suposición siempre fue muy problemática, y posteriormente se demostró totalmente innecesaria y fue una de las causas que llevaron a plantear la teoría de la relatividad.

En esa misma época, el físico escocés James Clerk Maxwell, con su gran *A Treatise on Electricity and Magnetism*, entre muchas otras contribuciones fundamentales, demostró que un campo magnético y un campo eléctrico se pueden propagar por el espacio siguiendo un movimiento ondulatorio; es decir, en forma de onda, que llamó **onda electromagnética**. Maxwell fue capaz de calcular la velocidad de propagación de este tipo de ondas y encontró que era casi idéntica a la velocidad que se conocía entonces de propagación de la luz.

Esto llevaba a una posibilidad interesante que él mismo expresó:

"Esta velocidad es tan cercana a la de la luz que parece que tenemos razones poderosas para concluir que también la luz [...] es una perturbación electromagnética en forma de ondas que se propagan a través del campo electromagnético de acuerdo con las leyes del electromagnetismo."

James Clerk Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*

Es decir, el resultado de Maxwell llevaba a considerar seriamente el hecho de que la luz no fuera más que un tipo de onda electromagnética, de unas frecuencias determinadas. Y, efectivamente, eso quedó confirmado poco después y, además, por primera vez se logró generar ondas electromagnéticas: Heinrich Hertz consiguió producirlas en la banda que actualmente conocemos como UHF. Así, pues, a finales del siglo XIX quedó confirmada la existencia de las ondas electromagnéticas, como predecía Maxwell, y el hecho de que la luz no es más que un tipo particular de onda electromagnética.

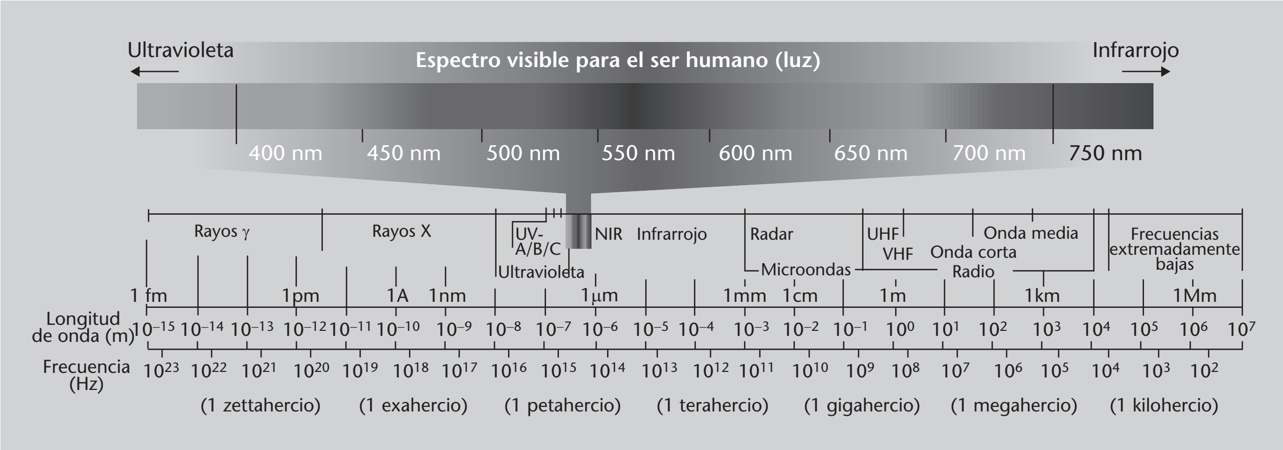
Hertz y las ondas electromagnéticas

Curiosamente, Hertz, como tantos otros en aquel momento, no se dio cuenta de la gran importancia que tenían las ondas electromagnéticas, cuya existencia acababa de confirmar de manera tan brillante. En palabras suyas: "no tienen ningún tipo de utilidad [...] esto solo es un experimento que demuestra que el maestro Maxwell tenía razón. Tenemos estas misteriosas ondas electromagnéticas que no podemos ver con los ojos, ¡pero existen!"

1.1.1. El espectro electromagnético

Tal como se fue descubriendo posteriormente, las ondas electromagnéticas abarcan desde las frecuencias más bajas a las más altas. Los diversos intervalos de frecuencias reciben nombres especiales que nos pueden resultar familiares; los principales son: ondas de radio (u ondas radioeléctricas o radioondas), microondas, rayos infrarrojos, luz visible, rayos ultravioleta, rayos X y rayos γ. El conjunto de todas las frecuencias de las ondas electromagnéticas es el **espectro electromagnético**, que podéis ver en la figura 1.

Figura 1. El espectro electromagnético



Hay que tener en cuenta dos cosas importantes:

- En primer lugar, la luz visible no es más que el intervalo de frecuencias de la radiación electromagnética que los seres humanos podemos detectar de forma natural, gracias al órgano de la visión, el ojo. Este intervalo es, aproximadamente, $7{,}9 \cdot 10^{14}$ Hz – $4{,}0 \cdot 10^{14}$ Hz, o bien, en términos de longitud de onda, 380 nm – 750 nm.

- En segundo lugar, la separación en diferentes bandas es arbitraria, pero tiene una cierta lógica dado que se necesitan métodos de generación y detección diferentes en cada caso.

Figura 1

En la parte inferior podéis ver todo el espectro electromagnético, desde las longitudes de onda más pequeñas (rayos γ) hasta las más largas, con los nombres que se suelen utilizar para cada intervalo de longitudes de onda. En la parte superior podéis ver, ampliado, el espectro visible, es decir, la parte de ondas electromagnéticas que nosotros, los seres humanos, podemos detectar con los ojos.

Hecha esta introducción a las ondas electromagnéticas y visto dónde se sitúa la luz dentro del espectro electromagnético, ya podemos pasar al tema de este módulo: la luz visible. Como ya hemos dicho al comenzar el módulo, en los módulos siguientes ya estudiaremos en general las ondas electromagnéticas, pero ahora nos quedamos solo con la luz. Esta restricción es puramente antropocéntrica, ya que nosotros podemos detectar de forma natural la luz y, por tanto, tenemos un interés especial en estudiarla, saber cómo se comporta y manipularla. Esto es precisamente el objeto de estudio de la óptica.

La **óptica** es la parte de la física que se ocupa de estudiar la luz, su generación, manipulación y detección y sus procesos de interacción con la materia. En óptica el concepto de *luz*, además, se extiende desde la zona visible del espectro electromagnético hasta frecuencias de la región infrarroja y ultravioleta en las que aún son aplicables los mismos conceptos que en el caso de la luz visible.

1.2. Niveles de descripción de la luz

Ahora que ya sabemos que la luz es una onda electromagnética podríamos empezar a estudiarla a partir de la teoría electromagnética clásica, es decir, a

partir de las ecuaciones de Maxwell. Sí, podríamos hacerlo, pero la complicación asociada es considerable y es mejor haberse familiarizado primero con los fenómenos básicos de la luz, por una parte, y con las ondas electromagnéticas en general, por otra, para poder tratar problemas de óptica a partir de la descripción electromagnética de la luz.

En lugar de eso empezaremos a investigar los fenómenos ópticos con la aproximación que se hizo históricamente. En muchos casos, para los problemas ópticos más simples de propagación de la luz, lentes y construcción de instrumentos, el carácter ondulatorio resulta irrelevante. Así, se obvia cualquier pregunta sobre qué es exactamente la luz y se limita a considerar que

- la luz se mueve en línea recta entre dos puntos de un mismo medio,
- la luz está sometida a unas leyes concretas que nos dicen qué le pasa cuando llega a una superficie que separa dos medios diferentes.

Esta descripción de la luz, aparentemente tan simplificada, es la parte de la òptica llamada **óptica geométrica**.

Podemos considerar diversos niveles de descripción de la luz y los fenómenos ópticos que, esquemáticamente, podemos resumir así:

- **Óptica geométrica**. No se plantea qué es la luz. Sólo considera que es una “cosa” que se propaga en línea recta y está sometida a unas leyes determinadas.
- **Óptica ondulatoria** u **óptica física**. Considera la luz como una onda y permite explicar todos los fenómenos en los cuales se muestra el carácter ondulatorio de la luz.
- **Óptica electromagnética**. Además de las consideraciones hechas por la óptica ondulatoria, añade el hecho de que la onda es, específicamente, una onda electromagnética y cumple las leyes de Maxwell.
- **Óptica cuántica**. Considera la luz formada por partículas llamadas *fotones* y se basa en la mecánica cuántica. Entre otras cosas, permite entender el funcionamiento del láser y muchos procesos de interacción entre la luz y la materia.

Ahora nos quedaremos en el primer nivel, el de la óptica geométrica. Es cierto que puede parecer sorprendente que ahora, después de habernos esforzado tanto en el módulo de ondas para comprender las características del movimiento ondulatorio, queramos describir la luz sin considerar todo lo que hemos aprendido, pero este enfoque nos permitirá explicar muchos fenómenos interesantes, incluso describir cualitativamente el principio de funcionamiento de las fibras ópticas.

En los módulos donde se estudian las ondas electromagnéticas, se hace una aproximación a la óptica física y a la óptica electromagnética.

2. La óptica geométrica

Así, ¿qué es exactamente lo que consideraremos ahora? Como hemos comentado en el subapartado 1.2, nos quedamos en el primer nivel de descripción de la luz: la óptica geométrica. En los subapartados siguientes veremos con más detalle qué es la óptica geométrica, en qué se basa y cuáles son sus leyes fundamentales.

2.1. ¿Qué es la óptica geométrica?

En general, la óptica describe la propagación de la luz a través de los materiales o del vacío. Todos los materiales a través de los cuales se puede propagar la luz se llaman **transparentes**; en caso contrario, se denominan **opacos**. En el caso de la óptica geométrica, para hacer esta descripción de la propagación de la luz se parte de unas hipótesis o suposiciones sencillas.

Aquí no consideraremos medios translúcidos, es decir, medios que sólo dejan pasar parcialmente la luz.

La **óptica geométrica** es la parte de la óptica que se ocupa de describir el comportamiento de la luz sin plantearse qué es exactamente y considerando que:

- la luz se mueve en línea recta entre dos puntos de un medio transparente,
- la luz está sometida a unas leyes concretas (obtenidas empíricamente, es decir, a partir de experimentos) que determinan su comportamiento cuando llega a la separación entre dos medios.

Normalmente, en óptica geométrica la propagación de la luz se considera en términos del concepto de **rayo**.

Un **rayo** es la línea que sigue la luz en su propagación a través de un medio transparente.

Una vez definido el concepto de *rayo*, las dos suposiciones que hemos establecido hace un momento serán, más concretamente:

- Los rayos se propagan en línia recta entre dos puntos de un mismo medio transparente.
- Cuando los rayos llegan a la superficie que separa dos medios, cumplen unas leyes, obtenidas experimentalmente, que estudiaremos en el subapartado 2.3:
  – la ley de la reflexión,
  – la ley de Snell de la refracción

Hay que decir que la óptica geométrica es siempre una buena aproximación cuando la longitud de onda es muy pequeña comparada con las dimensiones de los objetos con los que interactúa la luz. Esta condición se cumple en la mayoría de aplicaciones ópticas tradicionales.

Longitud de onda de la luz

Para ver que la condición de longitud de onda pequeña se cumple habitualmente, pensad que la longitud de onda de la luz es de varios centenares de nanómetros, como hemos visto en el subapartado 1.1.1, es decir, es del orden de 10^{-7} m, mientras que en las aplicaciones ópticas tradicionales se utilizan elementos siempre de dimensiones superiores al milímetro, es decir, del orden de 10^{-3} m o más, cuatro órdenes de magnitud mayor.

2.2. Las bases de la óptica geométrica

A continuación presentaremos las bases conceptuales de la óptica geométrica. Ya hemos dicho que consideramos que los rayos de luz se propagan en línea recta entre dos puntos. Este hecho, observado experimentalmente, lo podemos afinar un poco más y obtenerlo a partir de un principio más básico, que es el principio de Fermat. Es más, este principio también nos permite obtener las leyes de la reflexión y de la refracción.

2.2.1. El principio de Fermat

Para determinar cuál es la trayectoria que sigue un rayo de luz, se puede partir de la observación empírica de que la trayectoria es siempre recta en un medio homogéneo. Ahora bien, cuando un medio no es homogéneo, la trayectoria no es recta y no sabemos cómo describirla.

Homogeneidad

Que un medio sea *homogéneo* significa que tiene las mismas características en todas partes, en cualquier punto.

En cambio, si partimos de un principio básico descubierto por el matemático Pierre de Fermat en el siglo XVII, podremos determinar la trayectoria de la luz en cualquier situación. Este principio es el llamado **principio de Fermat** o **principio del tiempo mínimo**.

Pierre de Fermat

Pierre de Fermat (1601–1665) fue un abogado y matemático francés. Fermat fue uno de los más grandes estudiosos de la teoría de números y el llamado Último Teorema de Fermat ha sido uno de los problemas matemáticos más famosos de todos los tiempos. Su contribución más importante en física es uno de los primeros enunciados del principio del tiempo mínimo.

> El **principio de Fermat** afirma que la trayectoria que sigue un rayo de luz para ir de un punto a otro es tal que el tiempo invertido en recorrerla es mínimo.

Este principio se puede expresar matemáticamente, pero como el tratamiento completo es relativamente complejo, tan solo lo enunciamos cualitativamente, sin hacer ejemplos concretos. Sólo comentaremos que, a partir del principio de Fermat, es fácil calcular la trayectoria seguida por un rayo de luz en

cualquier tipo de medio, homogéneo o no, y también que nos permite obtener las leyes de la reflexión y de la refracción, que estudiaremos dentro de un rato, en el subapartado 2.3.

Ahora ya sabemos a partir de qué principio básico se pueden obtener las suposiciones fundamentales de la óptica geométrica, pero nos falta caracterizar de alguna manera los medios por donde se propaga la luz. Es decir, queremos encontrar algo que nos permita diferenciar un medio de otro en cuanto a la propagación de la luz. Esto es lo que haremos a continuación.

2.2.2. Índice de refracción

Para caracterizar los medios transparentes (es decir, los medios por donde se puede propagar la luz) necesitamos alguna característica definitoria. Una posible característica del medio, en cuanto a la propagación de la luz, es la velocidad de la luz en ese medio. Como esta velocidad tiene siempre un valor muy grande, los medios transparentes suelen caracterizarse mediante una magnitud llamada *índice de refracción*.

El **índice de refracción** de un medio, n, es igual al cociente entre la velocidad de propagación de la luz en el vacío, c_0, y la velocidad de propagación de la luz en aquel medio, c:

$$n = \frac{c_0}{c} \qquad (1)$$

Como el índice de refracción es el cociente de dos velocidades, se trata de una magnitud que no tiene dimensiones (es decir, que no se expresa con ninguna unidad). Por otro lado, a partir de la definición, el índice de refracción del vacío es precisamente c_0/c_0, es decir, 1. En la tabla 1 podéis ver algunos índices de refracción de varios materiales transparentes habituales.

Tabla 1

Material	n para λ = 598,3 nm
Aire (0 °C)	1,00029
Oxígeno (0 °C)	1,00027
Agua (20 °C)	1,333
Etanol (20 °C)	1,362
Benceno (20 °C)	1,501
Hielo (0 °C)	1,310
Vidrio común (20 °C)	≈ 1,51
Vidrio de cuarzo (20 °C)	1,459
Poliestireno (20 °C)	≈ 1,59
Zafiro (20 °C)	1,769
Diamante (20 °C)	2,417

Medio transparente

Hay que tener en cuenta que el hecho de ser transparente o no, depende de la longitud de onda de la radiación electromagnética. Un medio puede ser transparente a la luz y opaco a los rayos ultravioletas, como por ejemplo el vidrio, o ser opaco a la luz y transparente a las ondas de radio.

Nomenclatura

En óptica es muy habitual utilizar c_0 para simbolizar la velocidad de la luz en el vacío y c para la velocidad de la luz en cualquier otro medio. En este módulo seguiremos esta nomenclatura. Sin embargo, recordad que en módulos anteriores habíamos utilizado c para la velocidad de la luz en general.

Índices de refracción negativos

Actualmente se pueden conseguir materiales que tienen índices de refracción negativos, llamados **metamateriales**, que tienen propiedades sorprendentes, como por ejemplo la invisibilidad a determinadas longitudes de onda. Hay que decir, sin embargo, que en estos casos el índice de refracción ya no se interpreta simplemente como c_0/c y las cosas se vuelven más complejas.

El camino óptico

A partir del índice de refracción se puede definir una magnitud bastante habitual en óptica, que es la longitud de camino óptico, o simplemente, camino óptico. Se simboliza con L o, a veces, con las letras OPL*.

*Del inglés *optical path length.*

La **longitud de camino óptico** es el producto de la longitud recorrida por la luz entre dos puntos y el índice de refracción del medio entre estos dos puntos, es decir:

$$L = n \cdot s \tag{2}$$

en donde s es la distancia. Esta expresión es válida si el medio entre los dos puntos tiene siempre el mismo índice de refracción, pero si el índice cambia en función de donde nos encontramos, hay que reexpresarla como:

$$L = \int_C n(s)\mathrm{d}s \tag{3}$$

en donde $n(s)$ es ahora el índice de refracción que varía en función de la posición. Es decir, es la integral del índice de refracción sobre el camino recorrido por la luz. Precisamente hay que usar una integral porque el índice de refracción está cambiando en cada punto del camino.

El camino óptico equivale a la longitud que un rayo de luz que se desplaza por un medio hubiera recorrido en el mismo tiempo si se estuviera desplazando en el vacío. Esto es útil porque, de esta manera, con el camino óptico, rayos de luz que se propagan por medios diferentes se pueden comparar directamente. Este hecho enlaza con el principio de Fermat que hemos enunciado antes, que ahora, con el concepto de camino óptico, se puede reenunciar de la siguiente manera.

La trayectoria que sigue un rayo de luz para ir de un punto a otro es tal que el camino óptico entre los dos puntos es mínimo.

2.3. Reflexión y refracción

Dioptrios y dioptrías

Un dioptrio es cualquier superficie de separación entre dos medios transparentes. No se debe confundir el término *dioptrio* con el término *dioptría*, que es una unidad de medida de la potencia de un sistema óptico y que veremos más adelante.

Ahora que ya sabemos cómo se propaga la luz por un medio transparente nos preguntaremos qué pasa cuando un rayo de luz llega a la superficie de separación de dos medios transparentes, también llamada **dioptrio**. En general

sabemos que parte de la energía “rebota” y vuelve al primer medio, formando otro rayo, mientras que otra parte atraviesa la separación y forma un rayo de luz que se propaga por el segundo medio, habitualmente con un cambio de dirección. El primer fenómeno es la **reflexión**, el segundo, la **refracción**.

Ambos fenómenos siguen leyes muy determinadas que se descubrieron experimentalmente, pero también se pueden deducir a partir del principio de Fermat, como ya habíamos comentado. Para describirlas con precisión necesitamos definir primero algunos conceptos. Veámoslos, junto con su representación que podéis ir consultando en la figura 2:

Sobre la reflexión y la refracción de ondas en general, véase el apartado 5 del módulo “Ondas”.

- El **ángulo de incidencia** es el ángulo que forma un rayo que llega a una superficie de separación entre dos medios con la dirección normal (es decir, perpendicular) a esta superficie. Lo simbolizaremos con θ_1 (la letra griega zeta).

- El **ángulo de reflexión** es el ángulo que forma un rayo reflejado en una superficie de separación entre dos medios con la dirección normal a esta superficie. Lo simbolizaremos con θ_1' (“zeta prima sub uno”).

- El **ángulo de refracción** es el ángulo que forma un rayo refractado en una superficie de separación entre dos medios con la dirección normal a esta superficie. Lo simbolizaremos con θ_2.

- El **plano de incidencia** es el plano que queda definido por la dirección del rayo incidente y la dirección normal a la superficie de separación. En la figura 2 es, precisamente, el plano del papel donde estáis leyendo.

2.3.1. La ley de la reflexión

¿Cómo se produce la reflexión?

La **ley de la reflexión** establece que el rayo reflejado se encuentra en el plano de incidencia y forma un ángulo de reflexión que es igual al ángulo de incidencia, como podéis ver en la figura 2. Es decir:

$$\theta_1 = \theta_1'. \qquad (4)$$

2.3.2. La ley de Snell

En cuanto a la refracción, experimentalmente se observa que cuando la luz pasa de un medio de índice menor a uno de índice mayor (por ejemplo, de

aire a vidrio o agua) el rayo refractado se acerca a la normal, mientras que cuando pasa de un medio de índice mayor a uno más pequeño (de agua o de vidrio al aire) el rayo refractado se aleja de la normal (véase también la figura 2).

Figura 2. Reflexión y refracción

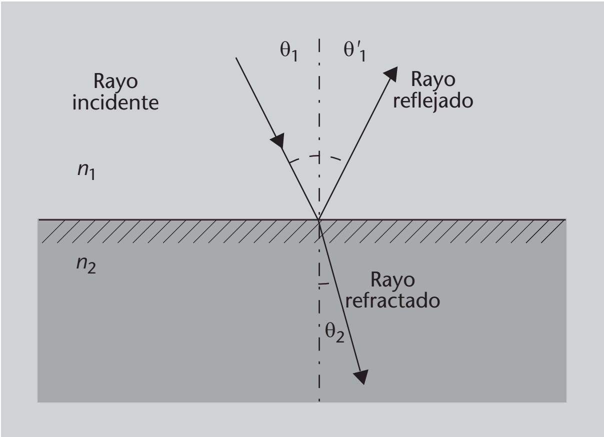


Figura 2

Un rayo incidente, que se propaga por un medio de índice de refracción n_1 llega a una superficie de separación formando un ángulo de incidencia θ_1 con la normal (la línea vertical punteada). Sale un rayo reflejado con un ángulo de reflexión θ_1' y un rayo refractado con un ángulo de refracción θ_2, que se propaga por el segundo medio, de índice de refracción n_2. El plano de incidencia coincide con el plano del papel.

Esta observación aún se puede afinar más y determinar cuál es el ángulo de refracción.

La ley que describe el ángulo de refracción es la **ley de Snell** o ley de la refracción, que afirma que:

- El rayo refractado se encuentra en el plano de incidencia.
- La relación entre los ángulos de incidencia y refractado sigue la ecuación siguiente:

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2. \tag{5}$$

Esta ecuación nos dice que el índice de refracción del primer medio n_1, por el seno del ángulo de incidencia, θ_1, es igual al índice de refracción del segundo medio n_2 por el seno del ángulo de refracción, θ_2 (ángulos que podéis ver indicados en la figura 2).

La ley de Snell

La ley de Snell recibe el nombre del astrónomo y matemático neerlandés Willebrord Snell van Royen, o Snellius, que la descubrió en el año 1621. Sin embargo, la ley ya había sido descubierta por Ibn Sahl, en Bagdad, el año 984, y otra vez por Thomas Harriot en Inglaterra en 1602. Posteriormente también fue redescubierta por René Descartes y por eso a veces, y especialmente en Francia, también se conoce como ley de Descartes.

Ejemplo. Aplicación de la ley de Snell

En la figura 3 podéis ver un rayo de luz que se propaga por el aire e incide con un ángulo de 60° respecto a la normal sobre un trozo de vidrio. Calculamos en qué dirección saldrán los rayos reflejado y refractado según las leyes de la reflexión y de la refracción y veamos si coincide con lo que observamos.

Tenemos $\theta_1 = 60°$. A partir de la ley de la reflexión sabemos que $\theta_1 = \theta_1'$; por lo tanto:

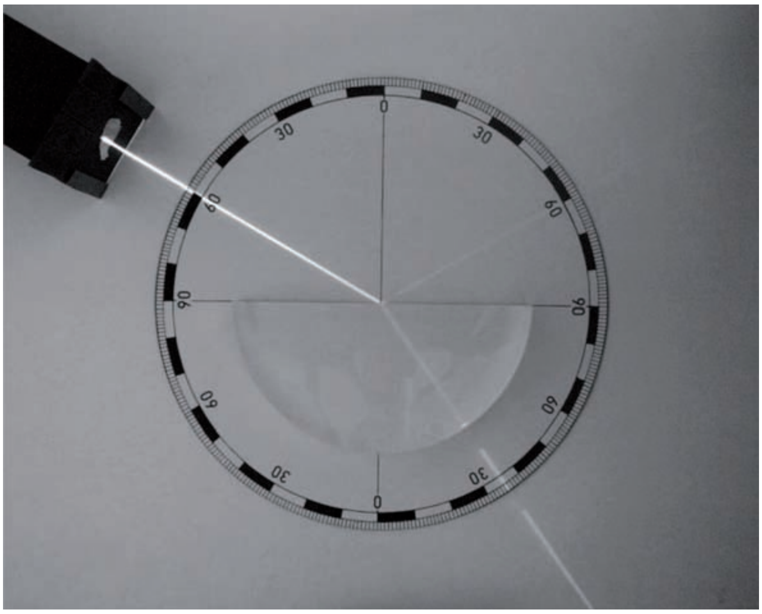
$$\theta_1' = 60°, \tag{6}$$

es decir, el rayo reflejado sale, también, con un ángulo de 60° respecto a la normal. Como vemos, el resultado coincide con el experimento mostrado en la figura.

Pasemos ahora a la refracción. Si despejamos el ángulo de refracción θ_2 de la ley de Snell (ecuación 5), obtenemos:

$$\theta_2 = \text{arc sen}\left[\frac{n_1}{n_2}\,\text{sen}\,\theta_1\right]. \qquad (7)$$

Figura 3. Ejemplo de reflexión y refracción



Fuente: Wikimedia Commons

Figura 3

Un rayo de luz incide sobre un trozo de vidrio. En el ejemplo podéis ver el análisis matemático de esta figura y cómo, efectivamente, se cumplen la ley de la reflexión y la ley de Snell.

Si consultamos la tabla de índices de refracción (tabla 1), podemos introducir los números siguientes en la ecuación anterior:

$$\theta_2 = \text{arc sen}\left[\frac{1}{1{,}5}\,\text{sen}\,\pi/3\right] = 0{,}62\,\text{rad} \qquad (8)$$

en donde hemos pasado los 60 grados a radianes. Si hacemos el cálculo obtenemos el resultado final de 35,3°, que nuevamente coincide con el experimento.

Grados y radianes

Recordad que para pasar de grados a radianes, como 360° son 2π rad, hay que multiplicar por 2π y dividir por 360. Para pasar de radianes a grados hay que multiplicar por 360 y dividir por 2π.

2.3.3. Reflexión especular y reflexión difusa

No obstante, habitualmente no observamos un único rayo que incide sobre una superficie, sino que observamos muchos, procedentes de una o más fuentes de luz. En las imágenes de la figura 4 podéis ver tres superficies que reflejan luz: un espejo, unas baldosas y un papel. En el caso del espejo vemos que la reflexión nos permite ver una imagen, mientras que en los otros dos solo vemos luz reflejada pero sin formar una imagen nítida. ¿Cuál es la diferencia entre ambos casos? La reflexión de un rayo de luz siempre se produce siguiendo la ley de la reflexión que acabamos de estudiar. La diferencia entre ambos casos está en cómo se refleja no solamente un rayo, sino todo el conjunto de rayos que llegan a la superficie.

En función de si el conjunto de rayos se refleja en una superficie lisa y uniforme o en una superficie más bien rugosa, se distinguen dos tipos de reflexión:

- **Reflexión especular**. Si la superficie es lisa y uniforme todos los rayos reflejados seguirán trayectorias como las que se muestran en la figura 5a y los rayos, después de reflejarse, mantendrán la misma relación entre ellos que tenían antes de la reflexión. De este modo todos los rayos reflejados que proceden de un punto determinado parecen proceder, después de haberse reflejado, de otro punto. En este caso las superficies reflectantes pueden formar imágenes, tal y como estudiaremos en el apartado 3 y se dice que se produce una **reflexión especular**. Es también el caso del espejo en la figura 4.

Figura 4. Reflexión especular y difusa



Fuente: fotografía del autor

Figura 4

Ejemplo de reflexión difusa y reflexión especular. La luz procedente de unas bombillas se refleja en un espejo, unas baldosas y un trozo de papel. Podéis ver que en el caso del espejo se ve una imagen nítida de las bombillas: se trata de reflexión especular. En el caso de las baldosas y del papel no vemos ninguna imagen clara de las bombillas: se trata de reflexión difusa. Pero fijaos que la reflexión sobre el papel es mucho más difusa que sobre las baldosas; en estas no vemos una imagen nítida de las bombillas pero sí una mayor concentración de luz en el lugar donde, aproximadamente, veríamos las bombillas; en cambio, en el caso del papel nos resulta imposible identificar nada, sólo vemos luz.

- **Reflexión difusa**. En el otro caso tenemos una superficie más o menos rugosa en la que todos los rayos se reflejan en direcciones cualesquiera (pero siempre siguiendo la ley de la reflexión, ¡no lo olvidéis!), como podéis ver en la figura 5b. De esta manera no parecen provenir de un único punto y no se produce ningún tipo de formación de imagen. Se dice que se produce **reflexión difusa**. Por ejemplo, la reflexión de luz en cualquier medio poco pulido, como una hoja de papel, una mesa de madera, una pared, es una reflexión muy difusa; la reflexión en una superficie metálica es menos difusa y si el metal está muy pulido es casi una reflexión especular. Es el caso de las baldosas y del papel en la figura 4.

La reflexión difusa es un inconveniente para formar imágenes pero es muy útil en la mayoría de situaciones. Si una hoja de papel presentara reflexión especular, ¡solamente podríamos leer lo que hubiera escrito cuando lo mirásemos con un ángulo muy determinado! En cambio, la reflexión difusa permite que sobre el papel se refleje luz en cualquier dirección y, por tanto, que nosotros lo podamos mirar también desde cualquier dirección.

Figura 5. Esquema de los rayos de luz en reflexión difusa y reflexión especular

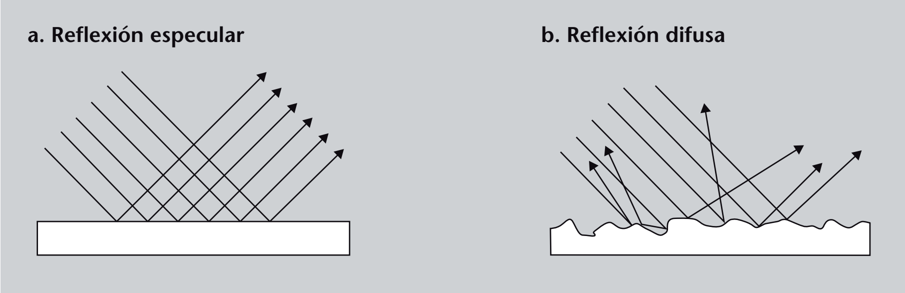


Figura 5

Esquema de cómo se produce la reflexión especular y la reflexión difusa.
a. Reflexión especular: la superficie es lisa y uniforme y todos los rayos, después de reflejarse, mantienen la misma relación entre ellos que tenían antes de la reflexión.
b. Reflexión difusa: tenemos una superficie más o menos rugosa en la que todos los rayos se reflejan en direcciones cualesquiera, pero cada uno sigue la ley de la reflexión en el punto en que se refleja. En este caso resulta imposible formar imágenes.

2.4. La reflexión interna total

Como ya hemos comentado cuando hablábamos de la refracción (subapartado 2.3.2), si un rayo de luz pasa (se refracta) de un medio a otro medio de menor índice de refracción que el primero, el rayo se aleja de la normal.

Ahora pensemos un poco en lo que pasará cuando vayamos aumentando el ángulo de incidencia (tenéis el proceso ilustrado en la figura 6, donde podéis seguirlo): llegará un momento en que, para un cierto ángulo de incidencia, el rayo refractado saldrá con un ángulo de 90° respecto a la normal, es decir, saldrá paralelo a la superficie. ¿Y si aumentamos todavía más el ángulo de incidencia? Según la ley de Snell, el ángulo de refracción debería ser superior a 90°, pero un ángulo de refracción superior a 90° significa volver al medio original, ¡que ya no es refracción! ¿Qué pasa, pues? Lo que se observa es que, efectivamente, ya no hay refracción y solo se produce reflexión.

Figura 6. Reflexión interna total

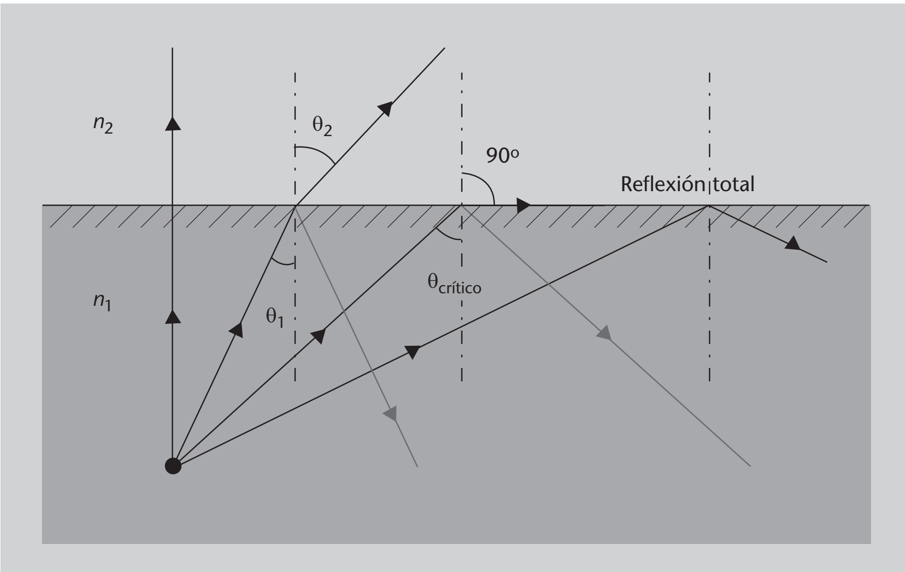


Figura 6

Como $n_2 < n_1$, el ángulo de refracción es siempre mayor que el de incidencia. Cuando se llega a un cierto ángulo de incidencia, el ángulo crítico, la refracción es a 90°. A partir de este punto ya no hay refracción y toda la luz se refleja.

Así pues, a partir de un cierto ángulo de incidencia, no hay nunca luz refractada que pase al segundo medio y toda la luz se refleja. Este fenómeno es la **reflexión interna total**.

Hay que tener bien presente que la reflexión interna total solo se produce cuando la luz se encuentra inicialmente en un medio de índice de refracción mayor.

El ángulo de incidencia para el cual el rayo refractado sale justamente a 90° respecto a la normal, a partir del cual se produce la reflexión interna total, es el **ángulo crítico**, que simbolizaremos θ_c y que se puede calcular a partir de la ley de Snell. Recordad que la ley de Snell (ecuación 5) era:

Enlace de interés

Podéis experimentar con una simulación de la reflexión interna total en: http://demonstrations.wolfram.com/TotalInternalReflection.

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \tag{9}$$

Ahora imponemos que θ_1 sea precisamente el ángulo crítico θ_c y que $\theta_2 = 90° = \pi/2$ rad:

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_c = n_2 \operatorname{sen} \frac{\pi}{2} \tag{10}$$

De aquí despejamos θ_c y encontramos:

$$\theta_c = \operatorname{arc\,sen} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \tag{11}$$

El seno y el arcoseno

El arcoseno de un valor entre –1 y 1 es el ángulo cuyo seno sería precisamente este valor. Es decir, si $\operatorname{sen} \alpha = x$, entonces $\operatorname{arc\,sen} x = \alpha$. El arcoseno debe ser un valor entre –1 y 1 porque los valores posibles del seno están precisamente entre estos dos valores.

De esta última expresión para el ángulo crítico ya podéis ver que n_2 siempre debe ser menor que n_1, ya que de lo contrario se tendría el arcoseno de un número mayor que 1, lo que no existe. Esto quiere decir que la reflexión total solamente se produce cuando el medio de donde proviene el rayo de luz tiene un índice de refracción superior al del medio al que llega.

La reflexión interna total se puede observar fácilmente cuando estamos bajo el agua. Si cuando estamos cerca de la superficie miramos hacia arriba (y si el agua está tranquila) podremos observar que la superficie del agua, vista desde abajo, se comporta como un espejo. Podéis ver un ejemplo en la figura 7.

Figura 7



Figura 7

La reflexión total es la causa de la apariencia especular de la superficie del agua vista desde abajo. Aquí vemos la reflexión total (algo desdibujada debido al movimiento del agua) de una tortuga verde, *Chelonia mydas*.

Una aplicación muy habitual de la reflexión interna total son las **fibras ópticas**, en las que la luz queda confinada dentro de la fibra porque se refleja en los bordes cuando incide con un ángulo superior al crítico. Precisamente dedicaremos el subapartado 2.5 a estudiar más detalladamente las fibras ópticas.

2.5. Una aplicación de la reflexión total: la fibra óptica

Al estudiar la reflexión interna total en el subapartado 2.4, hemos comentado que una aplicación interesante y muy habitual de la reflexión interna es la transmisión de luz por materiales transparentes en forma de fibra, estrechos y largos, como un hilo, las **fibras ópticas**.

Recordemos rápidamente la idea de la reflexión total: cuando la luz llega a la superficie de separación con un medio de índice de refracción menor que el del medio por donde está viajando, si lo hace con un ángulo superior al llamado *ángulo crítico* (ecuación 11), no se produce refracción y toda la luz se refleja.

Las fibras ópticas aprovechan este hecho para transmitir luz a grandes distancias. Normalmente una fibra óptica sencilla está formada por un núcleo transparente rodeado por un revestimiento de índice de refracción inferior al del núcleo (en la figura 9 podéis ver la estructura detallada de una fibra). Si un haz de luz entra dentro de la fibra por uno de sus extremos, como se puede ver en la figura 8, todos los rayos de luz con un ángulo superior al ángulo crítico respecto a las paredes de la fibra sufrirán reflexión interna total y, como su ángulo no variará, irán rebotando por las paredes de la fibra hasta el final.

Figura 8. Principio de funcionamento de una fibra óptica

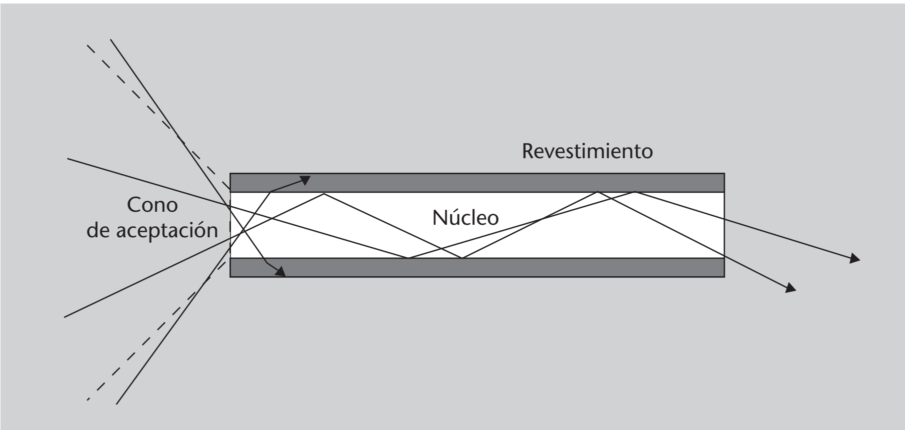


Figura 8

Si un haz de luz entra dentro de la fibra por uno de sus extremos, todos los rayos de luz con un ángulo superior al crítico respecto a las paredes de la fibra sufrirán reflexión interna total e irán rebotando por las paredes hasta el final. Los rayos que entren en la fibra con un ángulo inferior al crítico se perderán por las paredes y no se transmitirán. El conjunto de rayos iniciales que se pueden propagar por la fibra define su cono de aceptación.

Los rayos que se propaguen por la fibra en un ángulo inferior al ángulo crítico se perderán por las paredes de la fibra y no se transmitirán más. El conjunto de rayos que sí se puede propagar por la fibra define el **cono de aceptación**, que también podéis ver representado en la figura 8.

Las fibras ópticas permiten transmitir luz e información a grandes distancias con muy pocas pérdidas, y con una gran libertad en cuanto al trazado de las fibras: siempre que no se tuerzan excesivamente, la luz seguirá propagándose independientemente de si se doblan. Ahora bien, un problema que presentan las fibras es que los rayos que entran en ángulos muy diferentes recorrerán longitudes de caminos ópticos diferentes, lo que da lugar a una dispersión del haz inicial.

El concepto de camino óptico se estudia en el subapartado 2.2.2 de este módulo.

Figura 9. Estructura de una fibra óptica

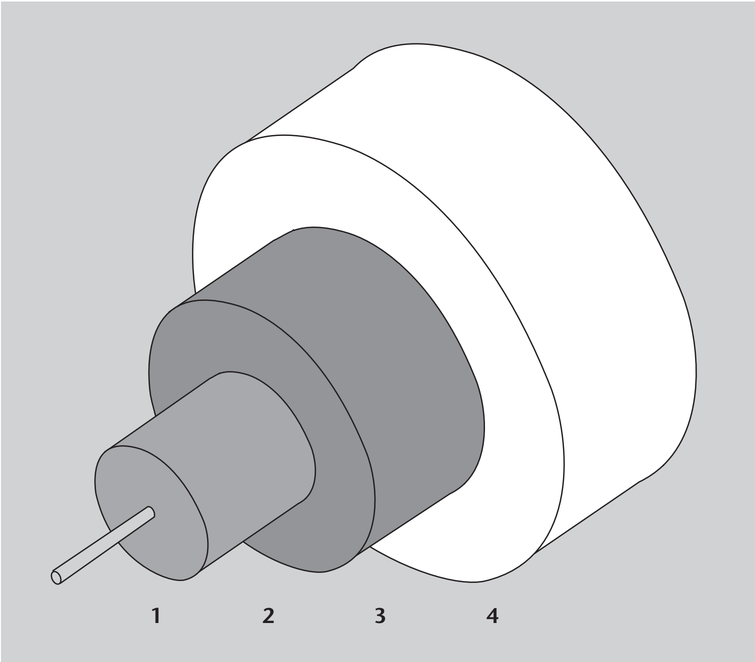


Figura 9

Estructura típica de una fibra óptica:
1. núcleo,
2. revestimiento,
3. amortiguador,
4. camisa.

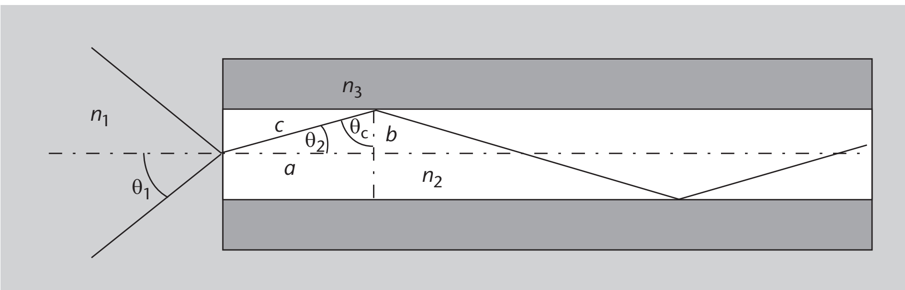
Ejemplo. Cono de aceptación en una fibra óptica

Como ejemplo de cálculo en una fibra óptica podemos tratar de determinar el cono de aceptación de una fibra óptica concreta, como la que mostramos en la figura 10. Esta fibra óptica tiene un núcleo de índice de refracción n_2 y radio b y un revestimiento de índice n_3. Calcularemos su cono de aceptación cuando le llega luz desde un medio de índice n_1.

Figura 10

Propagación de un rayo de luz por una fibra, con un núcleo de índice de refracción n_2 y radio b y un revestimiento de índice n_3. El ángulo θ_1 es la mitad del cono de aceptación y un rayo que entre con este ángulo llegará al revestimiento con el ángulo crítico θ_c.

Figura 10. Propagación de un rayo por una fibra con el ángulo crítico



Supongamos que el ángulo θ_1 es la mitad del cono de aceptación. Esto quiere decir que un rayo que entre con este ángulo estará justo al límite de ser reflejado totalmente, es decir, llegará el revestimiento con el ángulo crítico θ_c. Por lo tanto, miremos como se propaga este rayo e intentemos obtener el ángulo θ_1 en función de las otras variables.

Observación

De hecho, si el rayo llega justo con el ángulo crítico saldría paralelo a la superficie. Ahora bien, superando el ángulo límite, aunque sea en una cantidad infinitesimal, ya tenemos la reflexión total. Por tanto, a todos los efectos podemos trabajar exactamente como si en el ángulo crítico ya se produjera la reflexión total.

Fijaos que cuando la luz entra en la fibra sufrirá una refracción inicial según la ley de Snell (ecuación 5):

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \operatorname{sen}\theta_2. \tag{12}$$

Por otra parte, como estamos calculando el rayo que llega con el ángulo crítico, en el primer rebote se cumple la condición del ángulo crítico (equació 11):

$$\theta_c = \operatorname{arc\,sen}\left(\frac{n_3}{n_2}\right). \tag{13}$$

Ahora bien, fijaos que, en la figura 10, los ángulos θ_2 y θ_c son dos de los ángulos de un triángulo rectángulo. Por tanto, se cumple que:

Ángulos de un triángulo

Recordad que los ángulos de un triángulo suman siempre 180°, es decir, π radianes. Recordad también que un triángulo rectángulo es el que tiene un ángulo de 90° ($\pi/2$).

$$\theta_c + \theta_2 + \frac{\pi}{2} = \pi \qquad \Rightarrow \qquad \theta_2 = \pi - \frac{\pi}{2} - \theta_c = \frac{\pi}{2} - \theta_c \tag{14}$$

Habiendo establecido esto, la ecuación 12 se puede escribir como:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right). \tag{15}$$

Pero resulta que $\operatorname{sen}(\pi/2 - x) = \cos x$, de manera que la ecuación 15 queda:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \cos\theta_c. \tag{16}$$

Y ahora sustituimos θ_c según la ecuación 13:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \cos\left(\operatorname{arc\,sen}\frac{n_3}{n_2}\right). \tag{17}$$

Esta expresión todavía no es demasiado cómoda, pero ahora podemos utilizar otra relación trigonométrica, $\cos^2 x + \operatorname{sen}^2 x = 1$, de donde obtenemos que $\cos x = \sqrt{1 - \operatorname{sen}^2 x}$. Así, la ecuación 17 queda:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \sqrt{1 - \operatorname{sen}^2 . \left(\operatorname{arc\,sen}\frac{n_3}{n_2}\right)} \tag{18}$$

Pero, ciertamente, el arcoseno del seno de un ángulo es el propio ángulo, de manera que esto se reduce a:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2}. \tag{19}$$

Ahora pasamos n_1 al otro lado y tenemos:

$$\operatorname{sen}\theta_1 = \frac{n_2}{n_1}\sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2} \tag{20}$$

y todavía podemos introducir n_2/n_1 en la raíz cuadrada y nos quedará:

Recordad que: $a\sqrt{b} = \sqrt{a^2 b}$

$$\operatorname{sen}\theta_1 = \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2}. \qquad (21)$$

De aquí podemos despejar θ_1, el ángulo que buscábamos, simplemente mediante el arcoseno:

$$\theta_1 = \operatorname{arc\,sen}\left(\sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2}\right). \qquad (22)$$

Pero de hecho es mucho más habitual trabajar con la cantidad sen θ_1, que se llama **apertura numérica** de la fibra. Así, tal como hemos encontrado en la ecuación 21, la apertura numérica de la fibra es:

$$\operatorname{sen}\theta_1 = \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2}. \qquad (23)$$

Hay que tener en cuenta que la apertura numérica sólo depende de los índices del medio exterior, del núcleo y del revestimiento. En el caso concreto en que el medio exterior sea el aire ($n_1 = 1$), la apertura numérica de la fibra es simplemente:

$$\operatorname{sen}\theta_1 = \sqrt{n_2^2 - n_3^2}. \qquad (24)$$

2.5.1. Tipos de fibras ópticas

Hasta ahora hemos hablado de fibras en general, pero lo cierto es que hay varios tipos concretos de fibras, que básicamente se pueden agrupar en fibras multimodo y fibras monomodo. Vamos a comentarlas brevemente.

Fibras multimodo

Las fibras con un núcleo de diámetro superior a 10 μm (estas fibras pueden llegar a cientos de micrómetros, es decir, unas décimas de milímetro) se pueden estudiar perfectamente con las herramientas de la óptica geométrica que ya conocemos, tal y como acabamos de hacer. Sólo hay que tener en cuenta la ley de Snell y el fenómeno de la reflexión interna total. Este tipo de fibras se denominan **fibras multimodo** y se utilizan sólo en conexiones cortas, dentro de un edificio o en un campus universitario, por ejemplo, ya que a distancias más largas la dispersión se hace demasiado problemática. Actualmente, estas fibras pueden transmitir información a un ritmo de hasta 10 Gb/s.



Una fibra multimodo de 1,25 Gb/s.

Fibras monomodo

Las fibras que tienen un núcleo de diámetro inferior a unas diez veces la longitud de onda de la luz que se propaga ya no se pueden analizar mediante la óptica geométrica, sino que debe utilizarse la descripción de la luz en términos de ondas electromagnéticas y resolver las ecuaciones de Maxwell. Estas fibras

se llaman **fibras monomodo**. Son fibras que presentan una dispersión mucho menor, pero tienen la dificultad de la instalación, debido al diámetro diminuto del núcleo, que siempre debe quedar bien alineado en cualquier conexión.

El porqué de los nombres *multimodo* y *monomodo* se justifica cuando se estudian los modos de propagación de ondas electromagnéticas en guías de ondas, en el módulo "Propagación de ondas electromagnéticas".

2.6. Dispersión

Hasta ahora, siempre que hablábamos de un medio transparente suponíamos que tenía un índice de refracción determinado y que el valor de este índice era único. Bueno, la cosa no es exactamente así: resulta que el índice de refracción de un medio depende ligeramente de la longitud de onda de la luz que se está propagando, es decir, que el índice de refracción de un medio es ligeramente diferente para longitudes de onda diferentes. Este fenómeno se denomina *dispersión*.

Observación

Es precisamente a causa de la dispersión que en la tabla de índices de refracción (tabla 1) hemos puesto "para λ = 598,3 nm". Todavía no habíamos explicado la dispersión, ¡pero había que ser precisos!

La **dispersión** es la dependencia del índice de refracción de un medio en función de la longitud de onda (y, por tanto, de la frecuencia) de la luz que se propaga.

Esto significa que cuando un haz de luz que tiene varias longitudes de onda, como por ejemplo la luz del Sol o la luz de una bombilla, se refracta, cada longitud de onda se desviará un ángulo ligeramente diferente: la longitud de onda menor se desviará más que la de longitud de onda más larga. De esta manera se separarán los diversos componentes de la luz, es decir, los diferentes colores. Lo podéis ver esquemáticamente en la figura 11, en la cual un rayo de luz que contiene varias frecuencias llega a una superficie y se refracta; esta refracción es diferente para cada frecuencia y por eso cada una sale desviada con un ángulo diferente.

Dispersión y difusión

Hay que tener cuidado con el término *dispersión*, ya que a veces también se utiliza para referirse al fenómeno que más precisamente hay que llamar *difusión* (en inglés, *scattering*).

Figura 11. Dispersión de un rayo de luz

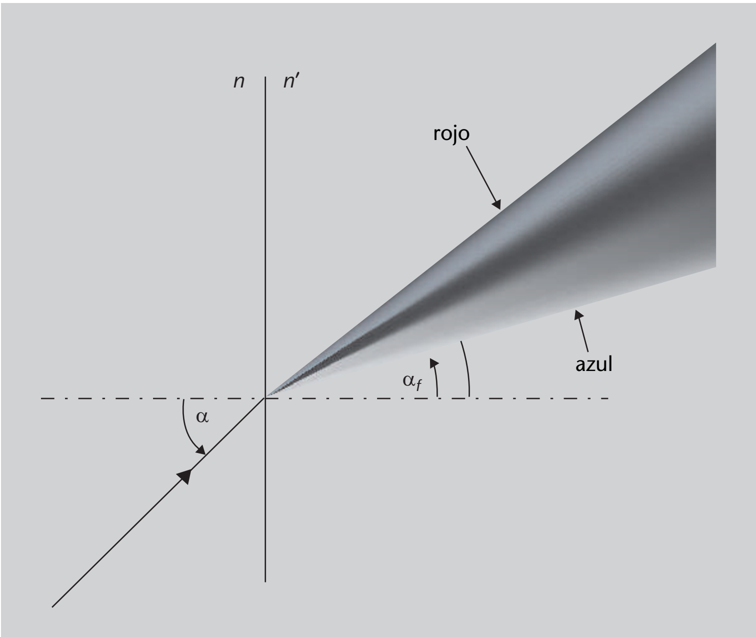
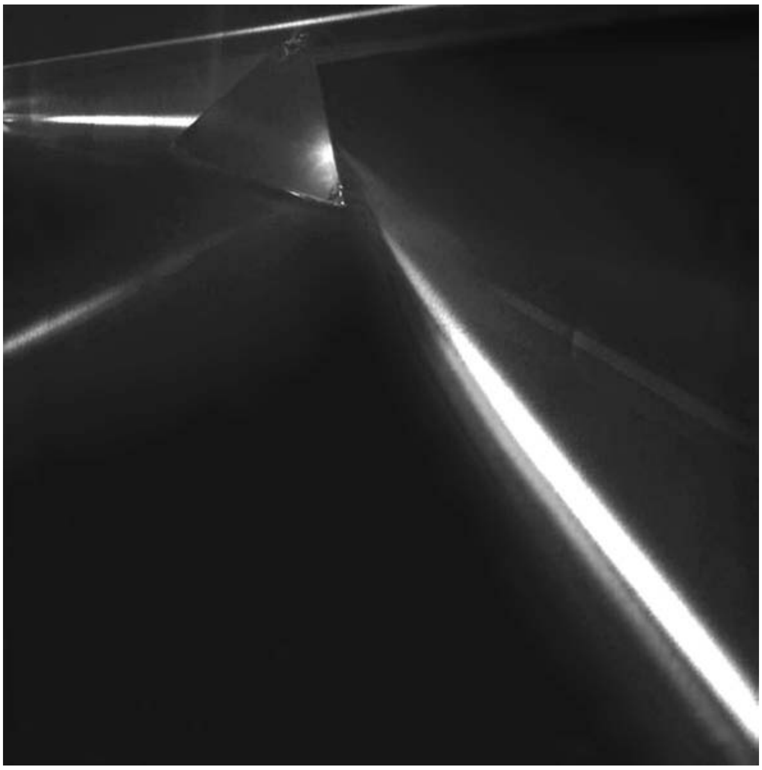


Figura 11

Un rayo de luz, que contiene varias longitudes de onda, se refracta en una superficie de separación entre dos medios. Como el índice de refracción es diferente para cada longitud de onda, las diferentes longitudes de onda se refractan con un ángulo diferente. Todas siguen la ley de Snell, $n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2$, pero ahora n_2 es diferente para cada una.

En la figura 12 podéis ver un ejemplo real de dispersión en un prisma. Los ejemplos de dispersión se suelen presentar con prismas, ya que es un elemento óptico sencillo y fácil de obtener y, como la luz sufre dos refracciones, una en cada cara, el efecto de la dispersión es más acusado.

Figura 12. Dispersión de la luz de una lámpara de mercurio en un prisma de vidrio flint



Por otro lado, el fenómeno de la dispersión es el responsable de la formación de los **arcos iris**. En este caso, la dispersión se produce cuando la luz se refracta y sufre dispersión en las gotas de agua presentes en la atmósfera. Los rayos de luz entran en la gota de agua y se refractan, posteriormente se reflejan en su superficie interna y se vuelven a refractar al salir por el otro lado.

2.6.1. El número de Abbe

Todo esto que hemos estado diciendo hasta ahora sobre la dispersión se puede caracterizar de manera precisa y relativamente sencilla. Para ello se define el **número de Abbe**, también llamado **número V** o **constringencia**, que nos cuantifica el grado de dispersión de un material transparente cualquiera.

El número de Abbe, V, se define de la manera siguiente:

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \qquad (25)$$

Ernst Abbe

El número de Abbe recibe su nombre del físico alemán Ernst Abbe (1840–1905), que fue el primero en definirlo. Abbe fue uno de los creadores de la óptica moderna y copropietario de la gran empresa alemana de instrumentos ópticos Carl Zeiss AG, que sigue siendo una de las más importantes del mundo.

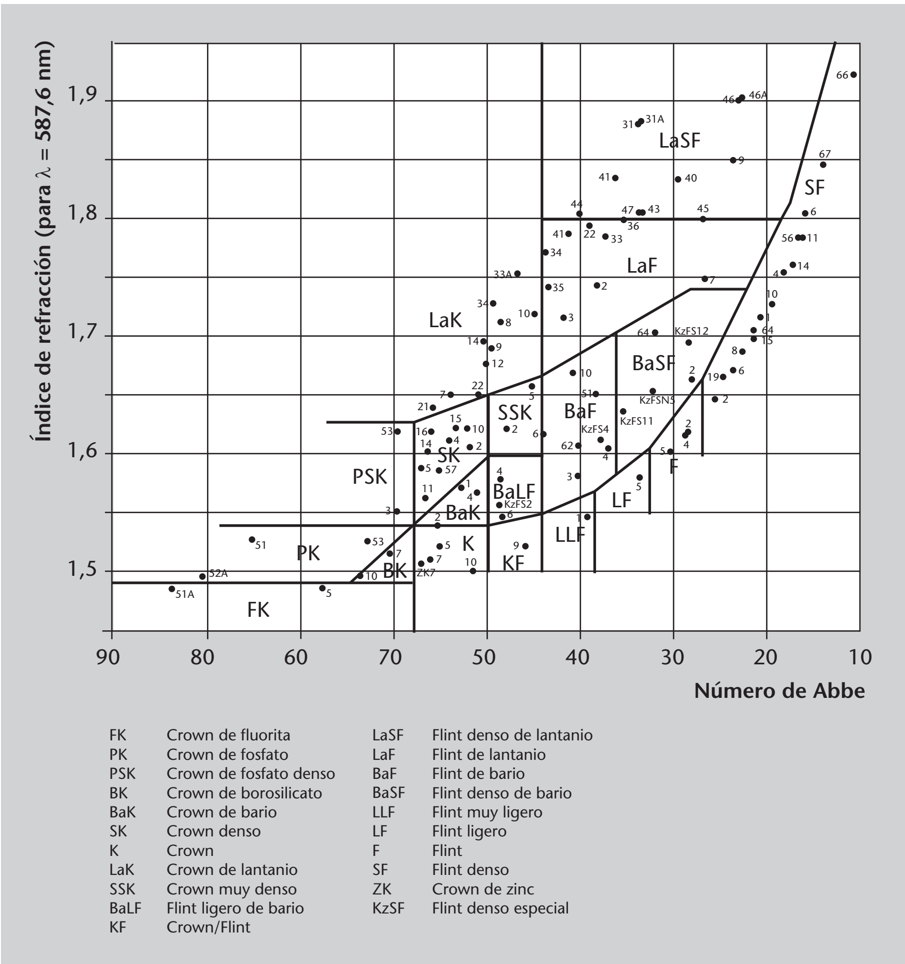
en donde n_D, n_F y n_C son los índices de refracción del material para las longitudes de onda 589,2 nm, 486,1 nm y 656,3 nm, respectivamente. Quizá os preguntaréis por qué precisamente estas longitudes de onda. La respuesta es que son tres longitudes de onda que, cuando se definió inicialmente el número de Abbe, en el siglo XIX, se podían generar muy fácilmente. A veces también se utilizan otras longitudes de onda para definir el número de Abbe, pero las más habituales son las que hemos indicado.

Los materiales que dispersan poco la luz tienen poca diferencia entre los índices de refracción para varias longitudes de onda. Esto hace que el denominador de la ecuación 25 sea pequeño y, por tanto, el valor de V, grande. Para materiales que dispersan mucho la luz pasa exactamente lo contrario. Así, los materiales muy dispersores tienen números de Abbe bajos y los materiales poco dispersores tienen números de Abbe altos. En la figura 13 podéis ver un **diagrama de Abbe**, donde cada tipo de vidrio se representa como un punto, con el número de Abbe en el eje horizontal y el índice de refracción en el vertical. De esta manera, los diversos tipos de vidrios se clasifican según estas dos magnitudes y se les asigna un código (en la imagen se ha utilizado el código del catálogo Schott Glass).

El catálogo Schott Glass

El catálogo Schott Glass es un catálogo de vidrios ópticos de la empresa alemana Schott AG, una referencia habitual para las propiedades de los vidrios que fabrican ellos mismos y otras empresas.

Figura 13. Diagrama de Abbe



Fuente: Wikimedia Commons; autor: Bob Mellish; traducido y adaptado para este módulo

Figura 13

Un diagrama de Abbe representa el número de Abbe en el eje horizontal y el índice de refracción en el vertical. Cada punto del diagrama es un tipo de vidrio disponible comercialmente. Las diversas zonas agrupan cristales del mismo tipo y con la misma composición química básica.

2.7. ¿Qué hemos aprendido?

En este apartado hemos establecido las bases de la óptica geométrica. Hemos visto en qué consiste y en qué principios básicos se fundamenta: la propagación rectilínea de la luz entre dos puntos en un medio homogéneo, la ley de la reflexión y la ley de Snell.

El estudio de la ley de la reflexión nos ha permitido ver cómo se reflejan los rayos de luz en una superficie, mientras que el estudio de la ley de Snell nos ha permitido ver cómo se desvían al cambiar de medio. Un estudio detallado de la ley de Snell también nos ha permitido descubrir el fenómeno de la reflexión interna total, que es la base de funcionamiento de las fibras ópticas, a las que hemos dedicado un apartado.

Por otro lado, hemos visto también que el índice de refracción no es un valor único, sino que depende de la frecuencia de la luz, fenómeno que llamamos *dispersión*, y que provoca que colores diferentes se refracten en ángulos diferentes.

3. Sistemas ópticos y formación de imágenes

En los apartados anteriores hemos aprendido los principios fundamentales de la óptica geométrica. Ya sabemos que se trata de una aproximación en la que no nos preocupamos del carácter ondulatorio de la luz, pero que es suficiente para estudiar muchas situaciones habituales en las que participa la luz.

Ahora, pues, equipados con los conocimientos básicos de la óptica geométrica ya nos podemos enfrentar a uno de los problemas más habituales: cómo podemos formar imágenes de objetos con diversas superficies que reflejan y refractan la luz. Pero, ¿por qué nos puede interesar formar imágenes de objetos? Aparte del hecho de que nuestros ojos hacen precisamente eso, formar una imagen de los objetos sobre la superficie de la retina, formar imágenes nos puede permitir registrarlas para poderlas ver posteriormente, analizarlas, verlas más ampliadas, con más detalle, etc. Seguramente todos hemos utilizado alguna vez una lupa, una cámara fotográfica o un proyector, y seguro que todos nos miramos al espejo cada mañana; todos son dispositivos que forman imágenes o, dicho de otra manera, sistemas ópticos formadores de imágenes.

Este apartado es el más largo y denso de este módulo, pero no os asustéis: no hay ningún cálculo que requiera un tratamiento matemático complejo. Con las aproximaciones que consideraremos, todo queda a un nivel matemático básico. Por otro lado, aparecen pocos conceptos nuevos, ya que la parte conceptualmente más intensa era la del apartado 2. Básicamente, se trata de aplicar lo que ya sabemos a diversas situaciones: estudiaremos cómo describir sistemas ópticos simples y qué simplificaciones se pueden hacer para aligerar los cálculos necesarios. También estudiaremos algunos defectos que pueden presentar los sistemas ópticos.

3.1. Los sistemas ópticos

Nuestro punto de partida es un **objeto** del mundo real, del cual queremos obtener una **imagen**, y un **sistema óptico** con el que queremos obtener esta imagen. Si bien saber qué es un objeto del mundo real no plantea problemas, quizás sí que hay que definir con más precisión qué se entiende por imagen y qué es un sistema óptico.

Un **sistema óptico** es cualquier conjunto de dioptrios que separan medios de índice de refracción diferentes.

Recordad que un dioptrio es una superficie que separa dos medios que tienen índices de refracción diferentes.

Esta definición de sistema óptico es muy general, ya que un trozo de vidrio también se puede considerar un sistema óptico. Pero ahora no nos interesará cualquier tipo de sistema óptico, sino sólo aquellos que sean capaces de formar imágenes de objetos. En general, los sistemas ópticos están constituidos por dos tipos de elementos:

- Elementos reflectores: se trata principalmente de **espejos**.
- Elementos refractores: se trata principalmente de **lentes**.

En función de los elementos que utiliza, un sistema óptico puede clasificarse de la manera siguiente:

- **Sistema dióptrico**: solo utiliza lentes.
- **Sistema catóptrico**: solo utiliza espejos.
- **Sistema catadióptrico**: utiliza espejos y lentes.

Reflexión y refracción perfectas

No existe ningún elemento que sea totalmente reflector o totalmente refractor. Siempre hay una parte de la energía que se refleja y una parte que se refracta (o se absorbe, si el segundo medio no permite la propagación de la luz). Sin embargo, por simplicidad, en muchos casos consideraremos que los elementos son reflectores al 100 % o refractores al 100 %.

3.1.1. Concepto de imagen

Pasemos ahora a definir qué es una imagen. El concepto de *imagen* puede resultar, *a priori*, evidente y familiar, pero definirlo con precisión (que es lo que hace falta para poder avanzar) es un poco más delicado.

De cada punto de un objeto salen rayos de luz en todas direcciones; algunos de estos pasarán por el sistema óptico y se desviarán de alguna forma determinada. Si todos los rayos de luz que salen de un punto del objeto, después de pasar por el sistema óptico, convergen también en un punto, y esto pasa para todos y cada uno de los puntos del objeto, diremos que se ha formado una imagen. Esto lo podéis ver en la figura 14: hemos representado muy esquemáticamente un sistema óptico cualquiera que, del objeto, crea una imagen; fijaos que de cada punto del objeto salen rayos de luz que entran en el sistema óptico y, tras atravesarlo, todos los rayos procedentes de un punto se acaban encontrando también en un punto.

Figura 14. Sistema óptico

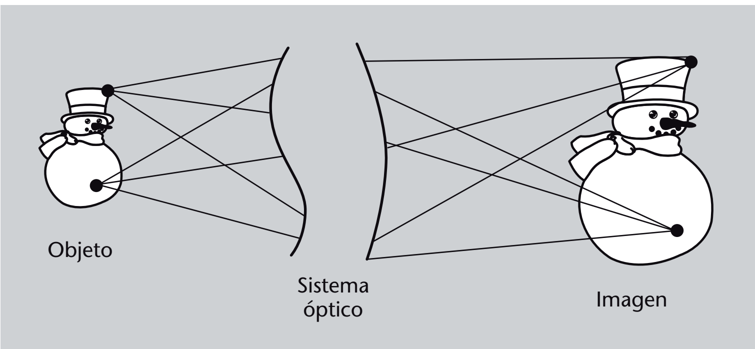


Figura 14

Un sistema óptico que, de un objeto, crea una imagen. Fijaos que de cada punto del objeto salen rayos de luz que entran en el sistema óptico y, tras atravesarlo, todos los rayos procedentes de un punto se acaban encontrando también en un punto.

Pero no sólo se considera imagen lo que acabamos de decir. En algunos casos, después de pasar por el sistema óptico, los rayos no convergen hacia un con-

junto de puntos para formar una imagen como la que acabamos de definir, sino que divergen como si procedieran de un conjunto de puntos determinado. En este caso también diremos que se ha formado una imagen, aunque de un tipo diferente de la anterior. En el caso anterior hablamos de imágenes reales, mientras que en este caso hablamos de imágenes virtuales. Este segundo caso lo tenéis representado esquemáticamente en la figura 15: igual que en la figura 14, de los puntos del objeto salen rayos de luz que atraviesan el sistema óptico, pero ahora estos rayos no se encuentran en ningún punto (de hecho, cada vez se separan más); en cambio, sí se encuentran las prolongaciones de estos rayos (indicadas como rayas discontinuas), que forman una imagen virtual.

Figura 15. Un sistema óptico que forma imágenes virtuales

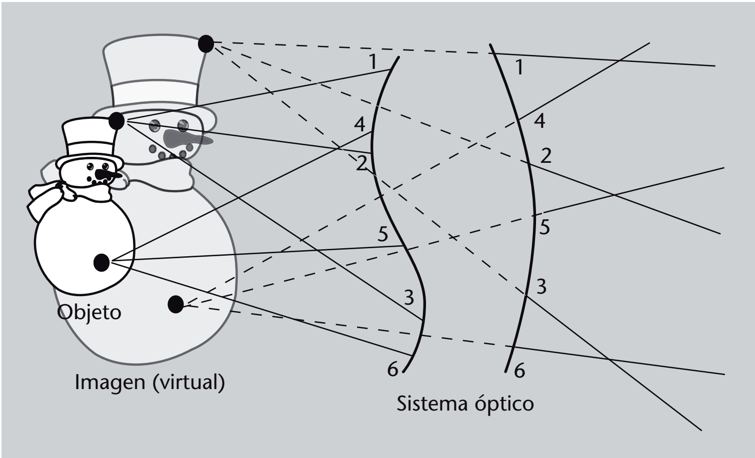


Figura 15

De los puntos del objeto salen rayos de luz que atraviesan el sistema óptico, pero ahora estos rayos no se encuentran en ningún punto (de hecho, cada vez se separan más); en cambio, sí se encuentran las prolongaciones de estos rayos, que forman una imagen virtual. Hemos numerado los rayos para ayudar a seguir cuál de los rayos entrantes en el sistema corresponde a cada uno de los rayos salientes. Las prolongaciones de los rayos que salen las hemos dibujado punteadas, ya que no son rayos reales de luz, sino sólo sus prolongaciones.

Una **imagen real** es el conjunto de todas las intersecciones de los rayos de luz procedentes de cada punto de un objeto, después de pasar por un sistema óptico.

Una **imagen virtual** es el conjunto de todas las intersecciones de las prolongaciones de los rayos de luz procedentes de cada punto de un objeto, después de pasar por un sistema óptico.

Las imágenes reales se pueden observar fácilmente poniendo una pantalla en el punto de convergencia de los rayos de luz: basta con poner una hoja de papel para ver la imagen real creada por un sistema óptico. Las imágenes virtuales, en cambio, no se pueden proyectar, ya que no hay ningún lugar donde converjan rayos de luz. La única forma de ver una imagen virtual es mediante otro sistema óptico, que considere esta imagen virtual como objeto y produzca otra, ahora ya sí, real.

¿Quiere decir esto que si tenemos un sistema óptico que nos da imágenes virtuales siempre necesitaremos un segundo sistema óptico para convertir estas

imágenes virtuales en reales? Bueno, no necesariamente; tenéis que pensar que todos nosotros llevamos encima un sistema óptico incorporado: ¡nuestros ojos! Y estos ojos forman siempre imágenes reales que se proyectan sobre la retina. De hecho, cuando utilizamos una simple lupa para mirar ampliado algún detallito, la imagen que produce la lupa es virtual, pero nuestros ojos hacen el papel de segundo sistema óptico y convierten esta imagen virtual en una imagen real sobre la retina.

Estudiaremos con detalle la lupa, junto con otros sistemas ópticos, en el subapartado 3.4. También estudiaremos un poco cómo funciona el ojo humano en el subapartado 4.2 de este módulo.

Así pues, ¿cuál es nuestro objetivo a partir de ahora? El problema que nos planteamos es determinar cómo es la imagen que forma un sistema óptico de algún objeto que nos interesa. En otras palabras, querremos saber dónde van a parar los rayos de luz que salen de cada punto del objeto y atraviesan el sistema óptico. Ahora ya no describiremos sólo cualitativamente cómo se puede formar una imagen, sino que haremos un tratamiento cuantitativo, matemático, de manera que podamos determinar las características de la imagen formada a partir de las características del objeto y del sistema óptico.

3.2. La aproximación paraxial

En general, el tratamiento matemático de la formación de imágenes por parte de un sistema óptico puede llegar a ser terriblemente complejo. Por ello, en muchos casos se utiliza una aproximación, que recibe el nombre de **aproximación paraxial**, **aproximación gaussiana** o **aproximación de primer orden** y que permite simplificar el tratamiento matemático de los problemas.

La **aproximación paraxial** consiste en suponer que todos los rayos de luz que penetran en un sistema óptico, procedentes de un objeto, lo hacen con ángulos pequeños respecto a la línea perpendicular al sistema óptico. De esta manera son válidas las aproximaciones $\operatorname{sen}\theta \approx \theta$ y $\cos\theta \approx 1$. Esta condición equivale a suponer que objeto e imagen se encuentran, ambos, lejos del sistema óptico.

Aproximación paraxial

A veces también se considera paraxial la aproximación de segundo orden, en la cual el coseno se aproxima por $1 - \theta^2/2$, pero para nosotros *paraxial* solamente será la aproximación que acabamos de explicar.

En la figura 16 se puede ver representada esquemáticamente la idea de la aproximación paraxial: fijaos que todos los rayos de luz procedentes del objeto entran en el sistema óptico formando ángulos pequeños, suficientemente pequeños para que sean válidas las aproximaciones que acabamos de indicar.

Figura 16. Esquema de aproximación paraxial

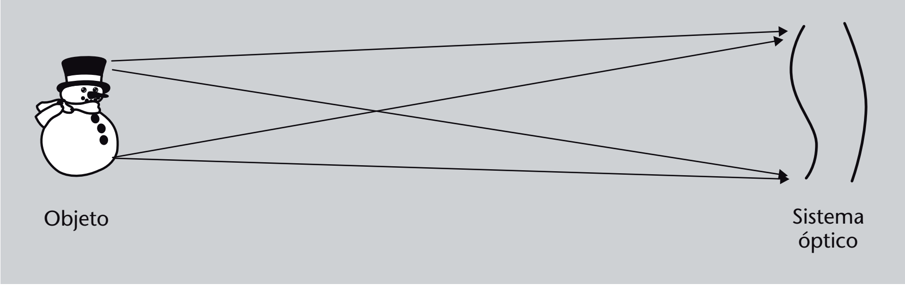


Figura 16

Representación esquemática simplificada de la aproximación paraxial. Todos los rayos de luz procedentes del objeto entran en el sistema óptico formando ángulos pequeños respecto a su eje. En otras palabras, el objeto está muy lejos del sistema óptico (y la imagen producida también, aunque no la hemos representado en este esquema).

Un resultado importante (que no demostraremos aquí) es que en la aproximación de la óptica paraxial las imágenes son siempre perfectas, condición que en óptica se conoce como **estigmatismo**. Pero ¿qué significa exactamente que una imagen sea perfecta?

En óptica geométrica una imagen es perfecta si cada punto del objeto corresponde a un único punto en la imagen, es decir, que un punto del objeto no aparece en la imagen como dos puntos o como un conjunto de puntos (que sería una mancha borrosa), etc., sino que aparece también como un punto. Esta situación se denomina **estigmatismo**.

Es muy importante no confundir el *estigmatismo* con el *astigmatismo*. Este último es un tipo de defecto de los sistemas ópticos (y, en particular, también del ojo humano) que explicaremos cuando hablemos de aberraciones, en el subapartado 3.5 de este módulo.

Visión en una situación paraxial

Podéis comprobar vosotros mismos que, en una situación paraxial, las imágenes se ven mucho mejor. Si sois miopes o hipermétropes, quitaos las gafas y mirad algún objeto que veáis borroso (unas letras irán muy bien). Ahora mirad el mismo objeto a través de un agujero muy pequeño (se puede hacer con la mano, simplemente). Lo veis mejor y más nítido, ¿verdad? ¡Y sin gafas! Lo que pasa es que habéis limitado los rayos de luz procedentes del objeto que entran en vuestro ojo a sólo los que se encuentran en una zona en la que es bastante válida la aproximación paraxial, de modo que la imagen conseguida es bastante mejor.

3.3. Los elementos cardinales de un sistema óptico

Cuando se trabaja en óptica geométrica es habitual definir un conjunto de puntos y planos que resultan muy útiles para el estudio de los sistemas ópticos. Conjuntamente se llaman **elementos cardinales** y los hemos representado en la figura 17, donde mostramos un sistema óptico cualquiera. Para no complicar el dibujo con demasiadas líneas, lo hemos separado en dos partes: una para los elementos que se encuentran delante del sistema y la otra para los que se encuentran detrás. Los elementos cardinales son los siguientes:

- El **eje óptico**. Es la línea imaginaria que pasa por los centros de curvatura de cada uno de los dioptrios que forman el sistema. Si el eje óptico coincide con el eje de simetría del sistema, el sistema se denomina **sistema centrado**. Hay muchos sistemas ópticos que no son centrados, pero nosotros sólo estudiaremos los centrados. En la figura 17 el eje óptico es la línea horizontal punteada.

Recordad que un dioptrio es cualquier superficie que separa medios de índice de refracción diferentes.

- Los **puntos focales**. Existen dos puntos focales o focos: el punto focal objeto y el punto focal imagen.

– El **punto focal objeto** o **foco objeto** es un punto, situado sobre el eje óptico, que tiene la propiedad de que todos los rayos procedentes de él, y que penetran en el sistema óptico, salen paralelos al eje óptico.

– El **punto focal imagen** o **foco imagen** es un punto, situado sobre el eje óptico, que tiene la propiedad de que todos los rayos de luz que penetran en el sistema óptico paralelos al eje óptico, salen de forma que convergen sobre el punto focal imagen.

En la figura 17 los puntos focales son los puntos F y F′, situados sobre el eje óptico.

Figura 17. Elementos cardinales

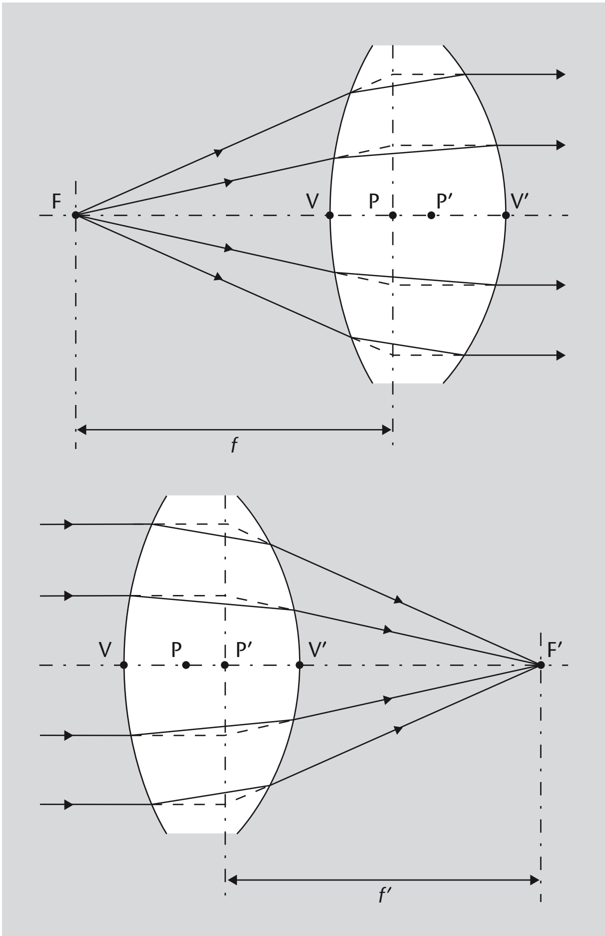


Figura 17

Los elementos cardinales de un sistema óptico (los elementos que se encuentran delante del sistema están representados en la parte superior de la figura, y los que se encuentran detrás, en la parte de abajo). El eje óptico es la línea punteada horizontal. Los puntos focales son los puntos F (punto focal objeto) y F′(punto focal imagen), situados sobre el eje óptico. Los planos focales son los planos verticales que pasan por los puntos F y F′. Los planos principales son los planos verticales que pasan por los puntos P y P′.

• Los **planos focales**. Son los planos perpendiculares al eje óptico y que pasan por los puntos focales. Cualquier conjunto de rayos paralelos que lleguen al sistema óptico convergerán sobre un punto del plano focal. En la figura 17 son los planos verticales que pasan por los puntos F y F′.

• Los **planos principales**. También existen dos planos principales: el plano principal primario y el secundario. Cuando prolongamos los rayos procedentes del foco objeto y los rayos paralelos que salen del sistema óptico, estas prolongaciones se cortan en un conjunto de puntos que forman una superficie. Esta superficie, que en aproximación paraxial será simplemente un plano, es el **plano principal primario**. Si hacemos lo mismo con los rayos paralelos que entran en el sistema óptico y los que convergen en el foco imagen obtenemos el **plano principal secundario**. En la figura 17 son los planos verticales que pasan por los puntos P y P′.

- Los **puntos nodales**. Son dos puntos sobre el eje óptico que tienen la propiedad de que un rayo de luz que se dirige hacia uno de ellos, después de atravesar el sistema óptico, sale como si procediera del otro. Estos puntos los hemos representado en la figura 18, para no cargar tanto la figura 17; son los puntos N y N′.

Figura 18. Puntos nodales de un sistema óptico

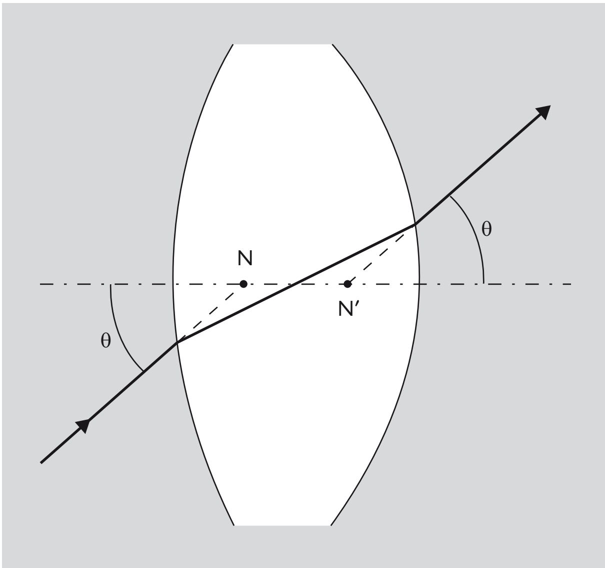


Figura 18

Los puntos nodales de un sistema óptico son dos puntos sobre el eje óptico que tienen la propiedad de que un rayo de luz que se dirige hacia uno de ellos, después de atravesar el sistema óptico, sale como si procediera del otro.

Las definiciones de planos principales y puntos nodales pueden parecer un poco liadas, pero son muy útiles en el estudio de sistemas ópticos complejos, como las lentes gruesas o los sistemas formados por muchas lentes. De todos modos, ahora no debéis preocuparos demasiado, ya que en los subapartados siguientes, en los que trataremos sistemas ópticos simples, sólo nos interesará utilizar los puntos focales y los planes focales.

3.3.1. Distancia focal y potencia óptica

Los dos focos o puntos focales son especialmente importantes, ya que a partir de ellos se define una propiedad característica muy importante de cualquier sistema óptico: la **distancia focal**, que simbolizamos con f.

No confundáis la f cuando hace referencia a la distancia focal y la f cuando hace referencia a la frecuencia, como nos había aparecido en los módulos anteriores.

La distancia focal es la distancia entre los planos principales y los puntos focales, de modo que la **distancia focal objeto** es la distancia entre el foco objeto y el plano principal primario. La **distancia focal imagen** es la distancia entre el foco imagen y el plano principal secundario. En la figura 17 podéis ver las dos distancias focales, simbolizadas f y f'.

En la discusión que haremos a continuación no nos preocuparemos de los planos principales. En este caso, la distancia focal se define simplemente como la distancia de cada uno de los focos al centro del sistema óptico. Además, en el caso de lentes delgadas, las dos distancias focales, la imagen y la objeto, son iguales y hablaremos simplemente de *distancia focal* sin especificar cuál es.

A partir de la distancia focal se define la **potencia óptica**, *P*, que es simplemente la inversa de la distancia focal:

$$P = \frac{1}{f} \tag{26}$$

Dado que la distancia focal es una longitud y, por tanto, se mide en metros en el Sistema Internacional de Unidades, la potencia óptica se mide en metros elevado a menos uno, m^{-1}, que como unidad de medida de potencia óptica reciben el nombre de **dioptrías** y se simbolizan con la letra D o también con las letras dpt. Hay que remarcar que la dioptría no es una unidad de medida aceptada por el Sistema Internacional, que recomienda utilizar simplemente el m^{-1}.

La potencia óptica de un sistema óptico es una medida de su capacidad para hacer converger los rayos paralelos de luz que le llegan. Cuanto mayor sea la potencia de un sistema, menor será su distancia focal y, por tanto, más cerca focalizará los rayos de luz. Por ejemplo, un sistema óptico, como una lente de 4 dioptrías tiene una distancia focal de 1/4 = 0,25 m.

Dioptrías

Cuando nos gradúan la vista y nos dicen, por ejemplo, que tenemos 3 dioptrías en un ojo, no es que nuestro ojo tenga 3 dioptrías, en realidad nos están diciendo que se necesita una lente con una potencia de 3 dioptrías para corregir nuestro defecto de visión. Las gafas que llevaremos, pues, tendrán una lente de 3 dioptrías para aquel ojo.

3.4. Sistemas ópticos simples

Con todos los elementos y definiciones que habéis visto en el subapartado anterior ya podemos pasar a estudiar los sistemas ópticos más simples para la formación de imágenes. Empezaremos por los sistemas que forman imágenes por refracción y con el elemento más simple posible: un único dioptrio, una superficie de separación entre dos medios. Una vez visto esto ya pasaremos a sistemas ópticos más habituales y también más útiles: dos dioptrios que limitan un medio determinado, es decir, las lentes. En concreto, estudiaremos el tipo más simple de lentes, las lentes delgadas, cuyo grosor consideramos que es irrelevante, y comentaremos algo sobre las lentes gruesas y los conjuntos de lentes. Finalmente, pasaremos a estudiar los sistemas ópticos que forman imágenes por reflexión: los espejos.

3.4.1. Dioptrios

Empezamos, pues, con el sistema más simple: un dioptrio, que será nuestro sistema óptico. A un lado del dioptrio tendremos un medio y, al otro lado,

otro medio (por ejemplo, aire en un lado y vidrio en el otro). Para empezar el estudio partimos de dos hechos que ya habéis estudiado:

1) Cuando un rayo de luz llega a un dioptrio se refracta según la ley de Snell (véase el subapartado 2.3).

2) Decimos que se forma una imagen cuando todos los rayos de luz que salen de un punto de un objeto, después de pasar por un sistema óptico, convergen en un punto. Y esto para todos y cada uno de los puntos del objeto (véase el apartado 3).

Figura 19. Diversos dioptrios

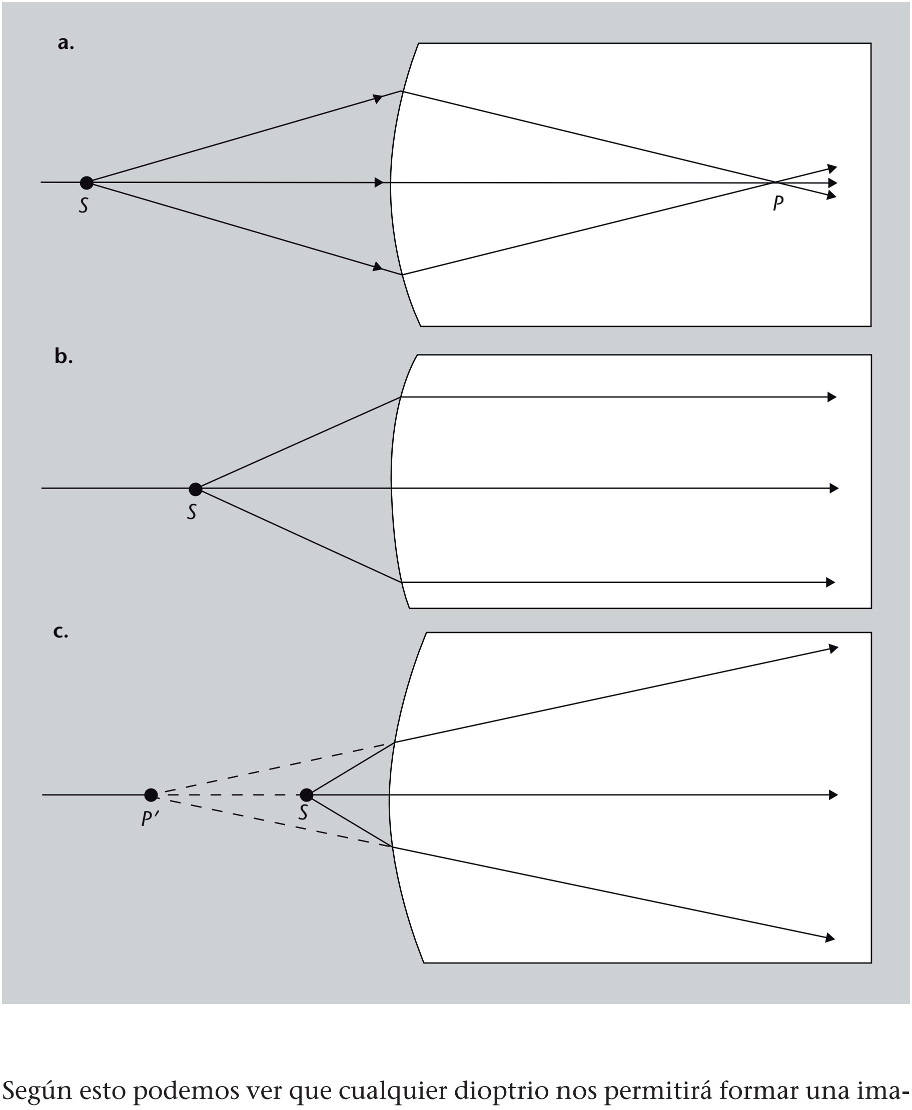


Figura 19

Tres dioptrios diferentes:
a. El dioptrio hace que los rayos que salen del punto *S* converjan en otro punto, *P*. El dioptrio nos dará imágenes reales.
b. El dioptrio hace que todos los rayos que salen de *S* acaben paralelos. La imagen se forma en el infinito.
c. El dioptrio hace que los rayos que salen de *S* diverjan, pero entonces convergen sus prolongaciones, que se encuentran en el punto *P*′. El dioptrio nos dará imágenes virtuales.

Según esto podemos ver que cualquier dioptrio nos permitirá formar una imagen, pero sólo algunos dioptrios de forma determinada nos permitirán obtener imágenes reales, al otro lado del dioptrio. En la figura 19 podéis ver varios dioptrios; de todos estos dioptrios sólo uno (figura 19a) permite que los rayos que salen del punto *S* converjan en otro punto, *P*. En los otros dos casos, esto no es así: en el caso de la figura 19b todos los rayos que salen de *S* resultan desviados de modo que quedan todos paralelos, mientras que en el caso de la figura 19c los rayos que salen de *S* no convergen en ningún punto, pero sí lo

hacen sus prolongaciones, que se encuentran en el punto P'; en este último caso tenemos un dioptrio que nos dará imágenes virtuales.

Formación de imágenes por un único dioptrio

Ahora, pues, dispongámonos a determinar la imagen generada por un dioptrio. Consideremos un dioptrio esférico convexo como el que se muestra en la figura 20. Supongamos que el material a la izquierda del dioptrio, donde está el objeto, tiene un índice de refracción n_1, y el material a la derecha del dioptrio tiene un índice n_2 y que $n_2 > n_1$.

Concavidad y convexidad

Cuando se trata de dioptrios y de lentes se habla de *convexidad* cuando el centro del dioptrio o de la lente sobresale respecto al resto, y de *concavidad* cuando son los extremos los que sobresalen respecto al centro.

Figura 20. Refracción en un dioptrio

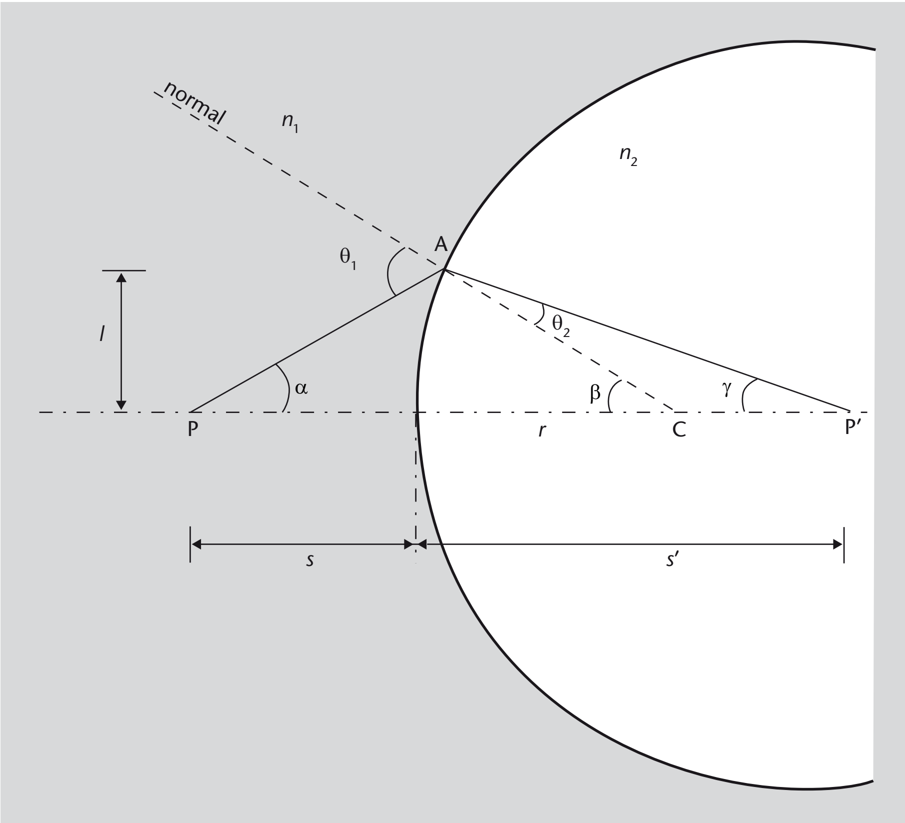


Figura 20

Refracción en un dioptrio esférico. El medio a la izquierda del dioptrio, donde está el objeto, tiene un índice de refracción n_1, y el medio a la derecha del dioptrio tiene un índice n_2, con $n_2 > n_1$. Se representa un rayo que sale del punto P situado sobre el eje. El rayo se refracta en el punto A del dioptrio y llega al punto P′, donde se forma la imagen. C es el centro de curvatura del dioptrio, que nos determina la normal a la superficie en el punto A. Los ángulos de incidencia y de refracción son θ_1 y θ_2, respectivamente.

Aplicamos la ley de Snell (ecuación 5) para un rayo procedente de un punto P situado sobre el eje, tal como se ve en la figura 20. Los ángulos θ_1 y θ_2 están relacionados, por tanto, según

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2. \tag{27}$$

Como ya hemos dicho, utilizamos la aproximación paraxial y entonces podemos aproximar $\operatorname{sen} \theta \approx \theta$, de modo que la ecuación anterior se reduce a

$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2. \tag{28}$$

Ahora, del triángulo ACP' tenemos que:

$$\beta = \theta_2 + \gamma = \frac{n_1}{n_2}\theta_1 + \gamma. \tag{29}$$

Recordad que los ángulos de un triángulo suman 180°, es decir, π radianes. Por tanto, en la figura 20 se puede ver que $\gamma + \theta_2 + (\pi - \beta) = \pi$.

Pero por otro lado, del triángulo ACP tenemos también que $\alpha + \beta + (\pi - \theta_1) = \pi$, por tanto:

$$\theta_1 = \alpha + \beta. \tag{30}$$

Ahora sustituimos θ_1 en la ecuación 29 y nos queda:

$$n_1\alpha + n_1\beta + n_2\gamma = n_2\beta \tag{31}$$

que podemos simplificar reuniendo términos. Entonces obtenemos como resultado:

$$n_1\alpha + n_2\gamma = (n_2 - n_1)\beta. \tag{32}$$

Ahora nos interesaría expresar esto en función de las distancias s y s', y no en función de los ángulos α, β y γ como está ahora, ya que es mucho más fácil medir distancias que ángulos. De la gráfica, jugando un poco con los ángulos α, β y γ y recordando siempre que estamos en aproximación paraxial, podemos obtener:

$$\tan\alpha = \frac{l}{s} \qquad \Rightarrow \qquad \alpha \approx \frac{l}{s} \tag{33}$$

Recordad que en aproximación paraxial aproximamos $\operatorname{sen} x \approx x$ y $\tan x \approx x$.

$$\tan\beta = \frac{l}{r} \qquad \Rightarrow \qquad \beta \approx \frac{l}{r} \tag{34}$$

$$\tan\gamma = \frac{l}{s'} \qquad \Rightarrow \qquad \gamma \approx \frac{l}{s'} \tag{35}$$

Ahora sustituimos estas expresiones en la ecuación 32 y llegamos finalmente a la expresión:

$$\frac{n_1}{s} + \frac{n_2}{s'} = \frac{n_2 - n_1}{r}. \tag{36}$$

Fijaos que esta ecuación nos permite encontrar la distancia s' a la que se formará la imagen de un objeto situado a una distancia s del dioptrio, cuyo radio de curvatura es r.

En este punto hay que tener bien claro cuándo se consideran positivas o negativas estas distancias:

- La distancia objeto s es positiva si está por delante del dioptrio y negativa si está por detrás.
- La distancia imagen s' es positiva si está detrás del dioptrio y negativa si está por delante.
- La distancia r es positiva si el centro de curvatura del radio se encuentra detrás del dioptrio y negativa si se encuentra delante.

No obstante, debéis tener presente que este es un convenio que utilizamos en este módulo y que también se utiliza en muchas otras obras, pero no es universal y podéis encontrar trabajos en los que se utilizan otros convenios de signos. ¡Tened cuidado!

Aumento

Con lo que acabamos de hacer ya podemos determinar el punto en el que un dioptrio formará una imagen de un objeto. Ahora bien, ¿esta imagen formada tendrá el mismo tamaño que el objeto? ¿o quizás será más pequeña? ¿o más grande? En otras palabras, ¿la imagen será igual, aumentada o reducida? Esta es la pregunta que queremos responder a continuación.

El **aumento** de un sistema óptico es la relación entre las dimensiones de la imagen y las del objeto transversales al eje óptico.

Así, el aumento, que simbolizamos m, es la relación:

$$m = \frac{y'}{y} \tag{37}$$

Aumento transversal

Específicamente, lo que hemos definido se llama *aumento transversal*. Se pueden definir otros tipos de aumento, pero para los propósitos de este módulo es suficiente con el aumento transversal que acabamos de definir.

en donde y es la longitud del objeto perpendicularmente al eje óptico e y' es la longitud de la imagen, también perpendicularmente al eje óptico. Aquí también hay que tener cuidado con los signos, por lo que establecemos la convención de que:

- y o y' son positivas cuando están por encima del eje óptico.
- y o y' son negativas cuando están por debajo del eje óptico.

Fijaos que esto puede dar lugar a que el aumento, m, sea positivo o negativo. Pero, ¿qué significa que un aumento sea negativo? Pues simplemente que la imagen está invertida respecto al objeto, es decir, se ve “al revés”.

Esta expresión que acabamos de dar, la ecuación 37, es simplemente la definición de aumento, pero en la mayoría de casos nos interesará encontrar una expresión a partir de características del dioptrio y, así, poder determinar el tamaño de la imagen en función del tamaño del objeto.

Para hacerlo, observemos la figura 21. Un dioptrio forma una imagen de tamaño y' del objeto de tamaño y. La imagen se forma a una distancia s' y el objeto está a una distancia s. Se muestra un rayo de luz desde un punto del objeto hasta el punto correspondiente de su imagen; este ángulo forma un ángulo de incidencia θ_1 y un ángulo de refracción θ_2 con el dioptrio. Como acabamos de definir, su aumento es la ecuación 37:

$$m = \frac{y'}{y} \tag{38}$$

Figura 21. Aumento de un dioptrio

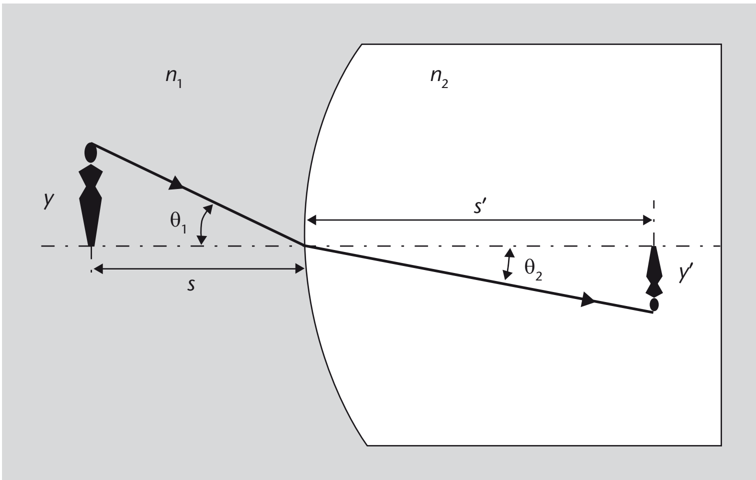


Figura 21

Esquema para el cálculo del aumento de un dioptrio. Un dioptrio forma una imagen de tamaño y' del objeto de tamaño y. La imagen se forma a una distancia s' y el objeto está a una distancia s. Se muestra un rayo de luz desde un punto del objeto hasta el punto correspondiente de su imagen; este ángulo forma un ángulo de incidencia θ_1 y un ángulo de refracción θ_2 con el dioptrio.

Pero las dimensiones y e y' se pueden expresar en función de las distancias s y s' y los ángulos θ_1 y θ_2, ya que:

$$\tan\theta_1 = \frac{y}{s} \tag{39}$$

$$\tan\theta_2 = \frac{-y'}{s'} \tag{40}$$

en donde y' es negativa de acuerdo con la convención de signos que hemos establecido (fijaos que en este caso ponemos el signo fuera de la y', de modo que la tangente nos quedará positiva). Como estamos en aproximación paraxial, podemos hacer que $\tan\theta \approx \theta$, de manera que las ecuaciones anteriores nos quedarían:

$$\theta_1 = \frac{y}{s} \tag{41}$$

$$\theta_2 = \frac{-y'}{s'} \tag{42}$$

Ahora podemos encontrar una relación entre θ_1 y θ_2 aplicando la ley de Snell (ecuación 5):

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \tag{43}$$

que, para ángulos pequeños (una vez más la aproximación paraxial), nuevamente podemos reducir a:

$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2. \tag{44}$$

En esta expresión sustituimos los ángulos θ_1 y θ_2 por sus expresiones, encontradas en la ecuación 41, y obtenemos:

$$n_1 \frac{y}{s} = n_2 \frac{-y'}{s'}. \tag{45}$$

Reordenando los términos de esta ecuación podemos llegar a:

$$\frac{y'}{y} = -\frac{n_1 s'}{n_2 s} \tag{46}$$

e y'/y es precisamente la definición de aumento. Así, pues, en el caso de un dioptrio esférico, el aumento se puede expresar como:

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{n_1 s'}{n_2 s}. \tag{47}$$

Ejemplo. Un pez en una pecera

Sobre una mesa hay una pecera. Dentro de la pecera, que es esférica (radio 15 cm) y llena de agua de índice de refracción 1,33, hay un pez. Sobre la mesa, a 10 cm de la pecera, hay un gato. Determinad cómo es la imagen del gato que verá el pez, es decir, determinad la posición y el tamaño de la imagen del gato que forma el dioptrio esférico (la pecera), sin tener en cuenta el pequeño efecto que pueda hacer la pared de cristal de la pecera.

Para solucionar el problema, fijaos que tenemos un dioptrio esférico de radio de curvatura 15 cm que nos separa dos medios de índice de refracción diferentes (uno es el aire y el otro es el agua), y que tenemos un objeto situado a 10 cm del dioptrio. Es decir, tenemos:

- radio de curvatura del dioptrio: $r = 0{,}15$ m,
- índice de refracción del primer medio: $n_1 = 1$,
- índice de refracción del segundo medio: $n_2 = 1{,}33$,
- distancia del objeto al dioptrio: $s = 0{,}10$ m.

Con esto podemos aplicar la fórmula de la formación de imágenes por un dioptrio, la ecuación 36:

$$\frac{n_1}{s} + \frac{n_2}{s'} = \frac{n_2 - n_1}{r} \tag{48}$$

de la cual sabemos todas las variables, excepto la distancia a la imagen, s', que es precisamente lo que queremos encontrar:

$$\frac{1}{0{,}10} + \frac{1{,}33}{s'} = \frac{1{,}33 - 1}{0{,}15}. \tag{49}$$

Despejamos s' y encontramos:

$$s' = -0{,}17 \text{ m} \tag{50}$$

Fijaos que nos sale una distancia negativa, que, según el convenio de signos establecido, significa que la imagen se encuentra por delante del dioptrio y, por tanto, es una imagen virtual.

Con el resultado obtenido también podemos calcular el aumento producido por el dioptrio, aplicando la ecuación 47:

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{n_1 s'}{n_2 s} \tag{51}$$

Sustituimos los valores correspondientes y:

$$m = -\frac{1 \cdot (-0{,}17)}{1{,}33 \cdot 0{,}10} = 1{,}29 \tag{52}$$

Es decir, el dioptrio produce un aumento de 1,29, por lo que el pez verá al gato ligeramente más grande de lo que es en realidad.

Como ejercicio os dejamos hacer el mismo cálculo pero para determinar cómo el gato ve al pez, suponiendo que este está a 7,5 cm de la pared de la pecera. Es decir, calculad la posición y el tamaño de la imagen del pez que forma el dioptrio esférico. (Solución: $s' = -0{,}064$ m y $m = 1{,}14$)

Dioptrios no esféricos y aproximación paraxial

Fijaos que hemos utilizado la suposición de que el dioptrio es esférico. Esto es muy importante, porque si no es el caso, no se formará ninguna imagen (o al menos, ninguna imagen perfecta). Pero aún más, recordad que estamos en la aproximación paraxial (¡que hemos utilizado claramente al hacer las aproximaciones de ángulos pequeños en la deducción anterior!). ¿Qué pasará, pues, si no podemos hacer esta aproximación (por ejemplo, porque el objeto está muy cerca del dioptrio)? ¿Sigue siendo válido el resultado de que un dioptrio esférico formará una imagen? La respuesta es que no, aunque no lo demostraremos aquí.

Es decir, cuando pasamos a situaciones en las que no se puede aplicar la aproximación paraxial resulta que una superficie esférica no genera una imagen perfecta. Ahora nos podemos preguntar si hay alguna superficie que genere imágenes perfectas en cualquier situación, no sólo en aproximación paraxial. Pues bien, como mínimo resulta que hay una superficie que genera imágenes perfectas en cualquier situación para objetos que se encuentren sobre el eje óptico; esta superficie es el llamado óvalo cartesiano u **óvalo de Descartes**,

Evolución de los órganos de la visión

No debe sorprendernos que en la evolución de muchas especies se hayan seleccionado órganos de la visión con elementos refractores que tienen precisamente forma esférica o forma de óvalo de Descartes, como veremos en el subapartado 4.2, dedicado a la fisiología del ojo.

estudiado ampliamente por René Descartes en el siglo XVII. La forma de esta superficie se puede ver en la figura 22.

Figura 22. Óvalo de Descartes

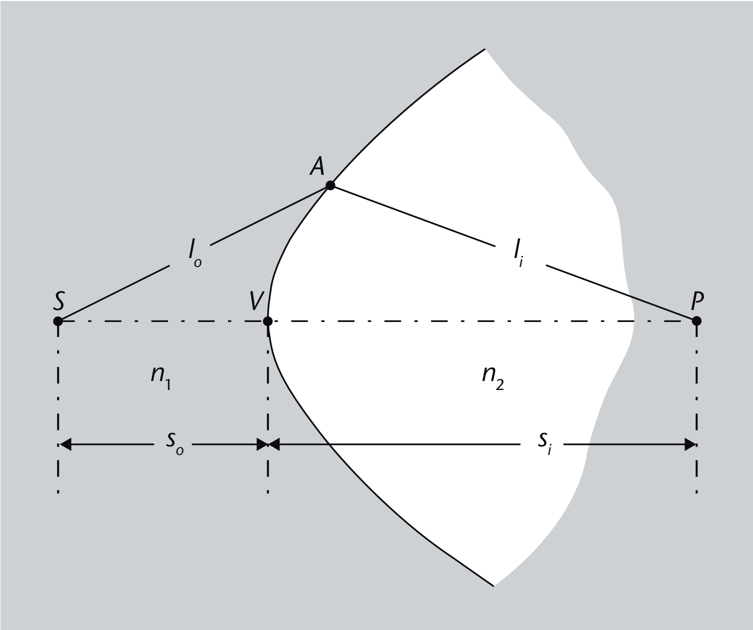


Figura 22

El óvalo de Descartes, superficie que genera imágenes perfectas de objetos situados en el eje óptico en cualquier situación, no sólo en aproximación paraxial.

Desde un punto de vista práctico, sin embargo, los dioptrios esféricos son muy importantes. Acabamos de decir que en realidad el óvalo de Descartes es una superficie mejor desde el punto de vista óptico, pero resulta que pulir una superficie de vidrio con esta forma es muy difícil y costoso. Es incomparablemente más sencillo pulir un trozo de vidrio para que tenga forma esférica. Por ello, en general, se utilizan habitualmente dioptrios esféricos, de fabricación más barata y sencilla, siempre que en las situaciones en las que se tengan que usar sea válida la aproximación paraxial o no nos preocupe obtener una calidad de imagen que no sea extraordinariamente buena.

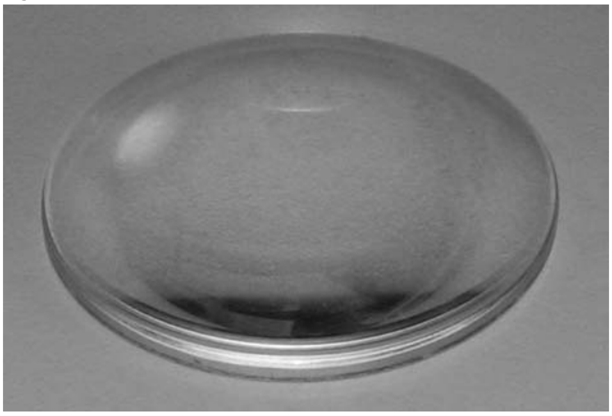
3.4.2. Lentes

Acabamos de ver que un único dioptrio ya es suficiente para formar una imagen. Ahora bien, quizás no es muy práctico para las aplicaciones cotidianas. Nos sería mucho más útil disponer de un elemento que generara las imágenes, reales o virtuales, en el mismo medio donde se encuentra el objeto, que normalmente será el aire, y que nos lo pudiéramos llevar fácilmente allí donde lo queremos utilizar. Para eso necesitamos dos dioptrios que nos delimiten este elemento. Esto es precisamente lo que se entiende por *lente*.

Una **lente** es un sistema óptico formado por dos o más dioptrios, de los cuales al menos uno es curvo, y que delimitan un medio determinado.

Podéis ver un ejemplo real de una lente en la figura 23. En el caso de la figura se trata de una lente esférica, es decir, una lente en la que los dioptrios que la delimitan son esféricos, tienen una superficie esférica. En la figura 24 podéis ver precisamente un esquema detallado de cómo es una lente de este tipo: los dos dioptrios que la delimitan tienen radios R_1 y R_2, con centros en los puntos C_1 y C_2, y la lente tiene un índice de refracción n_1.

Figura 23. Lente de vidrio

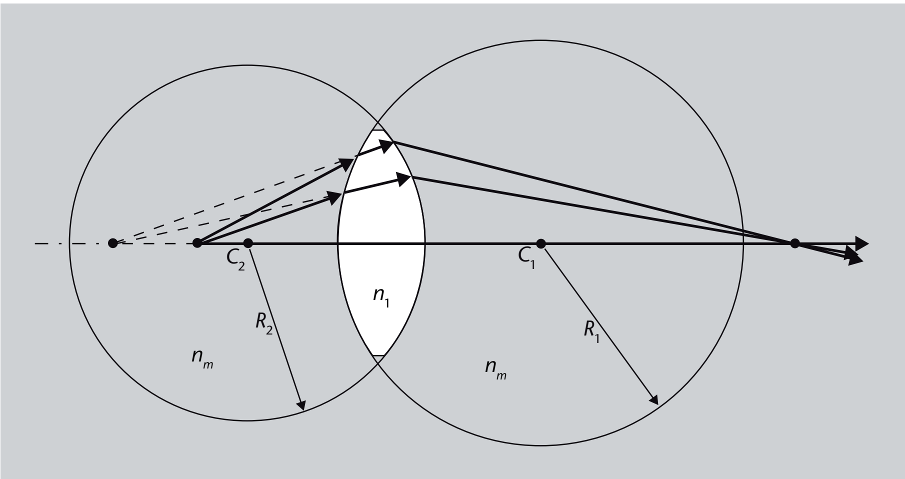


Fuente: Wikimedia Commons

Figura 23

Lente de vidrio delimitada por dos superficies esfericas. En la figura 24 podéis ver un esquema.

Figura 24. Esquema de una lente esférica



Fuente: Wikimedia Commons

Figura 24

Las superficies que la delimitan, es decir, los dos dioptrios que la delimitan, son arcos de circunferencia de radios R_1 y R_2. Los dos dioptrios que la delimitan tienen radios R_1 y R_2, con centros en los puntos C_1 y C_2. La lente tiene un índice de refracción n_1 y se encuentra dentro de un medio de índice de refracción n_m.

Tipos de lentes

Existen muchos tipos de lentes, y se pueden clasificar en función de diversos parámetros, como por ejemplo:

- En función del número de dioptrios:

– **Lentes simples**: están formadas por un único elemento y, por tanto, delimitadas por dos dioptrios.

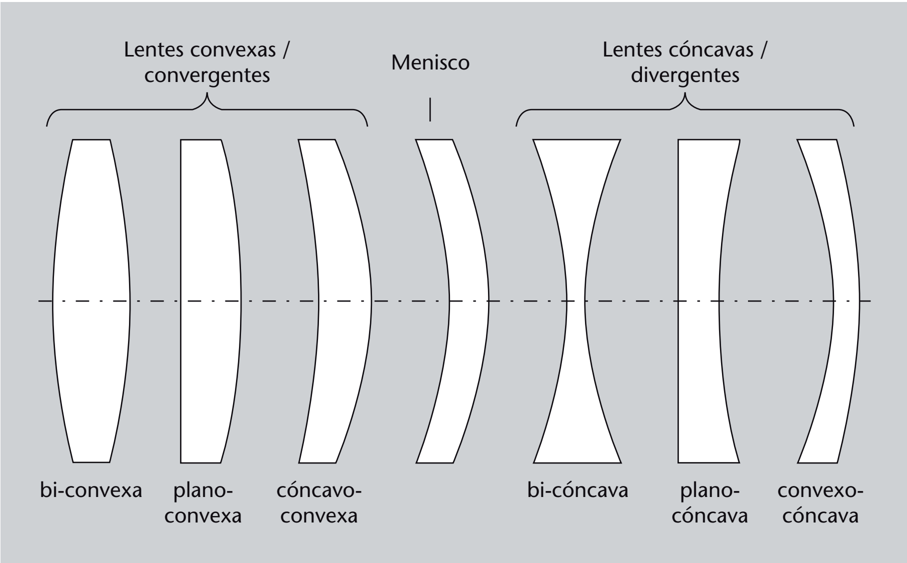
– **Lentes compuestas**: están formadas por diversos elementos, a veces con materiales de índices de refracción diferentes, e incluyen diversos dioptrios.

• En función de la forma:

– **Lentes convexas**: son más gruesas en el centro que en los bordes y tienden a hacer converger los rayos de luz. También se llaman **lentes positivas** o **lentes convergentes**. En la figura 25 podéis ver unos ejemplos. El caso particular de lente concavoconvexa o convexocóncava se llama **menisco**.

– **Lentes cóncavas**: son más gruesas en los bordes que en el centro y tienden a hacer divergir los rayos de luz. También se llaman **lentes negativas** o **lentes divergentes**. En la figura 25 podéis ver unos ejemplos. El caso particular de lente concavoconvexa o convexocóncava se llama **menisco**.

Figura 25. Diversos tipos de lentes en función de su forma



• En función del grosor:

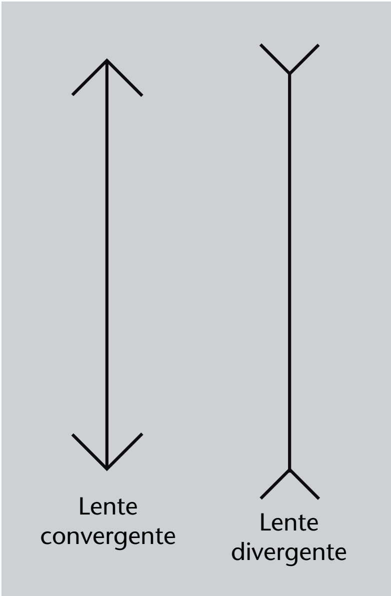
– **Lentes delgadas**: el grosor de la lente es despreciable comparado con las distancias del problema a tratar. El concepto de *lente delgada* es una aproximación útil para los cálculos de sistemas ópticos. Cuando se utilizan lentes delgadas a menudo es útil utilizar los símbolos que se muestran en la figura 26 para indicar lentes convergentes o divergentes.

Magnitudes despreciables

En física, cuando decimos que una magnitud es despreciable respecto a otra, queremos decir que su valor es mucho más pequeño. Sólo podemos hacer esta comparación si las dos magnitudes tienen las mismas unidades.

– **Lentes gruesas**: el grosor de la lente no es despreciable. Cualquier lente real es una lente gruesa, pero a menudo se pueden tratar com si fueran lentes delgadas cuando las condiciones del problema lo permiten.

Figura 26. Símbolos utilizados para lentes delgadas convergentes y divergentes



Una vez ya hemos definido qué es una lente, debemos hacer lo mismo que hemos hecho para un dioptrio: determinar cómo es la imagen que forma de un objeto. En este caso nos limitaremos a hacer el estudio para el caso de lentes delgadas, que es más sencillo pero suficientemente ilustrativo y útil en muchos casos. El caso de las lentes gruesas sólo lo comentaremos brevemente.

Formación de imágenes por una lente delgada

Consideremos una lente delgada hecha de un material de índice de refracción n rodeada de aire (y por tanto, de índice de refracción aproximadamente igual a 1), como la que podéis ver en la figura 27. Supongamos que r_1 y r_2 son los radios de curvatura de las dos superficies de la lente. Intentemos encontrar ahora qué tipo de imagen forma esta lente de un objeto cualquiera.

Figura 27. Esquema para la obtención de una imagen producida por una lente delgada

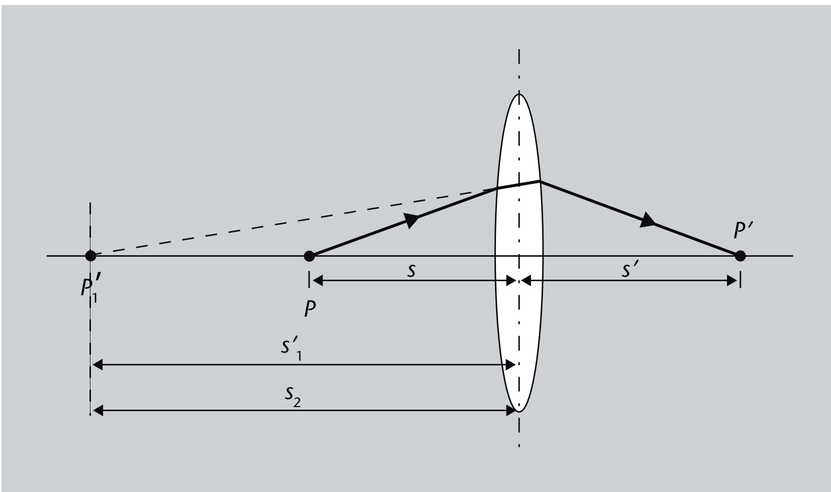


Figura 27

Un objeto P a una distancia s de la lente. La primera superficie de la lente produce una imagen P_1' que puede determinarse mediante la ecuación 36. Esta imagen no se llega a formar porque la segunda superficie refracta nuevamente la luz para dar una imagen final, P'.

Supongamos que hay un objeto P a una distancia s de la lente (recordad que como hacemos la aproximación de lentes delgadas, el grosor de la lente es irrelevante y, por tanto, la distancia a la primera superficie de la lente es igual que la distancia al centro de la lente). La primera superficie de la lente produce una imagen P'_1 que se puede determinar mediante la ecuación 36:

$$\frac{1}{s} + \frac{n}{s'_1} = \frac{n-1}{r_1}. \tag{53}$$

Ahora bien, esta imagen no se llega a formar porque la segunda superficie refracta nuevamente la luz para dar una imagen final, P'. ¿Cómo podemos determinar la imagen final? Para ello, consideramos que la imagen producida por la primera refracción se forma (en realidad no se ha formado, pero trabajamos como si lo hubiera hecho), de modo que sirva de objeto para la segunda superficie, del qual la segunda superficie forma una imagen final. Esto quizás os parece un poco liado; pongámoslo en forma de esquema para que quede más claro el proceso:

1) Determinamos la imagen P'_1 del objeto P formada por la primera superficie (este paso lo acabamos de hacer y el resultado es la ecuación 53).
2) Consideramos ahora que esta imagen P'_1 hace el papel de objeto para la segunda superficie (aquí habrá que tener cuidado con las convenciones de signos).
3) Determinamos la imagen P' de esta imagen P'_1 que hace el papel de objeto, producida por la segunda superficie (una vez más utilizando la expresión 36).

El punto 1 ya lo hemos hecho y, por lo tanto, pasamos al punto 2. La distancia del "objeto" en la segunda superficie, que simbolizaremos s_2, es precisamente la distancia a la que se forma la imagen, obtenida en la ecuación 53: s'_1. En este punto, sin embargo, hay que tener cuidado con los signos.

Vayamos por partes: si la imagen formada por la primera superficie se encuentra delante de la superficie, la distancia imagen será negativa, pero un objeto delante de una superficie tiene distancia objeto positiva, por lo tanto, $s_2 = -s'_1$; del mismo modo, si la imagen formada por la primera superficie se encuentra detrás de la superficie, la distancia imagen será positiva, pero un objeto detrás de una superficie tiene distancia objeto negativa, por lo tanto, nuevamente $s_2 = -s'_1$.

Ahora pues, ya tenemos bien caracterizado el paso 2, y sólo nos queda determinar la imagen producida por la segunda superficie, el paso 3. Para ello, aplicamos otra vez la ecuación 36 ahora con $n_1 = n$, $n_2 = 1$ y $s = -s'_1$:

$$\frac{n}{-s'_1} + \frac{1}{s'} = \frac{1-n}{r_2}. \tag{54}$$

El término $n/(-s'_1)$ no nos interesa para nada, porque es la distancia a la imagen P'_1 (recordad que no se forma) y lo podemos eliminar despejándolo de la ecuación 53 y sustituyéndolo en la ecuación 54. De esta manera obtenemos la expresión:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (55)$$

Esta ecuación nos proporciona la distancia a la que se forma una imagen, s', a partir de la distancia a la que está situado el objeto, s, y de las características de la lente delgada: su índice de refracción, n, y los radios de curvatura de sus dos superficies, r_1 y r_2.

Distancia focal de una lente delgada

Recordad que una característica definitoria de un sistema óptico es su distancia focal. La distancia focal imagen, f, es la distancia a la que convergen los rayos de luz que llegan a la lente paralelos al eje óptico, es decir, de un objeto situado en el infinito. En la expresión 55, esto equivale a encontrar la s' para $s = \infty$:

$$\frac{1}{\infty} + \frac{1}{s'} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (56)$$

En este caso, pues, s' será la distancia focal, f.

Así, finalmente, tenemos:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (57)$$

Esta ecuación es la **fórmula del constructor de lentes** para lentes delgadas, que nos permite saber la distancia focal de una lente delgada en función de sus radios de curvatura. Con esta expresión, podemos sustituir el miembro de la derecha de la ecuación 55 por $1/f$. De esta manera obtendremos:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}. \qquad (58)$$

que es la **ecuación de la lente delgada**.

Fijaos que ahora podemos tratar la lente como un elemento de distancia focal f y olvidarnos de las dos superficies refractoras; nos bastará con saber esta distancia focal y la distancia a la que está un objeto para determinar dónde se forma la imagen.

Infinito matemático

Si queremos ser rigurosos, decir $s = \infty$ no es muy correcto matemáticamente y, de hecho, deberíamos decir $s \to \infty$, es decir, que s tiende a infinito. Pero podemos obviar esta sutileza para trabajar más cómodamente.

Recordad que para una lente delgada, la distancia focal objeto y la distancia focal imagen son iguales, es decir $f = f'$ y, por lo tanto, trabajamos simplemente con la distancia focal genérica, f.



Imagen creada por una lente convergente sobre una pared. Fijaos que la imagen está invertida.

Lentes de Fresnel

Fijaos que en la ecuación 55 la única característica de la lente que interviene es el índice de refracción y los radios de curvatura. En la aproximación de lentes delgadas, que es la que utilizamos, el grosor no aparece para nada. Esto nos puede hacer pensar que todo el grosor interno de la lente es irrelevante. De hecho, en el caso de lentes muy grandes, la parte central puede llegar a ser muy gruesa y pesada (especialmente si es de vidrio) y esto conlleva problemas graves en cuanto a la facilidad de uso y a la posibilidad de que la lente se combe bajo su propio peso.

Lentes delgadas y grandes

Que una lente sea muy grande no impide que se pueda considerar una lente delgada. Recordad que el concepto de lente delgada es relativo a las distancias del problema a tratar.

La idea de las lentes de Fresnel es, precisamente, eliminar todo el grosor de la lente que no es estrictamente necesario. Para ello, se divide la lente en un conjunto de secciones concéntricas anulares, llamadas *zonas de Fresnel* que tienen el mismo radio de curvatura que la lente original, pero solamente con el grosor mínimo necesario, como podéis ver en la figura 28. En esta imagen podéis ver una lente normal (figura 28a) y una lente de Fresnel equivalente (figura 28b). La lente de Fresnel queda escalonada cada vez que eliminamos una parte del grosor, pero como el radio de curvatura no cambia, las propiedades de la lente tampoco cambian y, en concreto, su distancia focal es exactamente la misma que en la lente original.

Lentes de Fresnel

Las lentes de Fresnel deben su nombre al físico francés Augustin-Jean Fresnel (1788–1827), que las ideó, aunque ideas similares ya fueron planteadas anteriormente por el gran naturalista Georges-Louis Leclerc, conde de Buffon (1707–1788) y por el filósofo Marie Jean Antoine Nicolas de Caritat, marqués de Condorcet (1743–1794).

Figura 28. Esquema de una lente de Fresnel

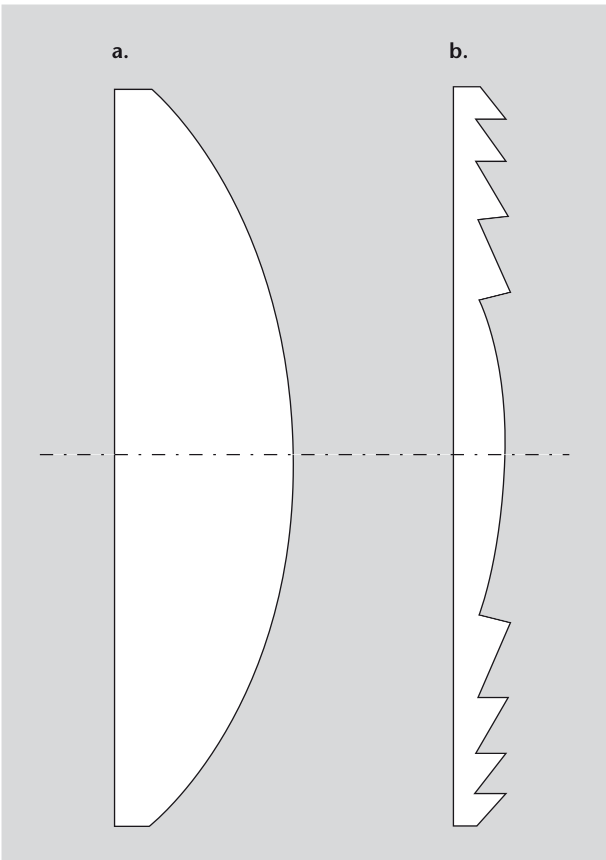


Figura 28

a. Lente normal planoconvexa con un determinado radio de curvatura.
b. Lente de Fresnel equivalente, formada por secciones con el mismo radio de curvatura que la lente original pero sin el grosor de lente original. Fijaos que en cada punto de la lente de Fresnel su radio de curvatura es exactamente igual que en la lente original. Esto hace que tenga la misma distancia focal.

Las lentes de Fresnel se utilizan muy a menudo en aplicaciones que necesitan lentes muy grandes y en las cuales no hace falta que la calidad de la imagen sea muy buena. Un ejemplo son los retroproyectores para transparencias. En este caso la lente que proyecta la imagen debe ser lo suficientemente grande como para abarcar toda una página o más. Si esta lente tuviera un perfil esférico normal, su parte central sería muy gruesa y haría que el retroproyector fuera muy pesado y poco manejable. En este caso se utilizan siempre lentes de Fresnel de plástico. Otro ejemplo muy habitual son las lentes para los faros, especialmente en el caso de los faros más antiguos.

Quizá os preguntaréis porque los faros necesitan lentes. Al fin y al cabo, el objetivo de un faro es iluminar, no formar imágenes ni nada parecido. ¡Os invitamos a comentarlo en el foro de la asignatura!



Lentes de Fresnel de un faro

Aumento de una lente delgada

Al igual que hemos hecho con un solo dioptrio, también podemos calcular el aumento en el caso de una lente. No volveremos a hacer la derivación, simplemente damos el resultado, que es:

$$m = -\frac{s'}{s}. \qquad (59)$$

Actividad

Si queréis intentar obtener la ecuación 59 vosotros mismos, pensad que tendréis que hacer lo mismo que hemos hecho para calcular la posición de la imagen: dividir el problema en dos pasos, primero calcular el aumento para el primer dioptrio, según la ecuación 47, y después volverlo a hacer para el segundo dioptrio.

Podemos reescribir la expresión 59 sólo en función de la distancia del objeto s y de la distancia focal de la lente f, utilizando la ecuación 58 de la lente delgada. Despejando s' de esta última y poniéndola en la ecuación 59, obtenemos:

$$m = \frac{f}{f-s}. \qquad (60)$$

A veces esta expresión se escribe no en función de la distancia del objeto a la lente s, sino en función de la distancia del objeto al foco objeto, que llamaremos x, o de la distancia de la imagen al foco imagen, que llamaremos x', y entonces queda:

$$m = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f}. \qquad (61)$$

Actividad

Tampoco demostraremos este último resultado, pero si queréis podéis encontrarlo vosotros mismos pensando que la distancia s del objeto a la lente es igual a la distancia del objeto al foco, x, más la distancia focal, f, es decir, que $s = x+f$. Y en el caso de la imagen, $s' = x' + f$.

Ejemplo. Distancia focal de una lente

Una lente biconvexa de vidrio con n = 1,6 tiene radios de curvatura 10 cm y 15 cm. ¿Cuál es su distancia focal?

Para encontrar la distancia focal de una lente conociendo sus radios de curvatura, basta con aplicar la fórmula del constructor de lentes, la ecuación 57:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (62)$$

Sabemos:

- el índice de refracción: $n = 1{,}6$,
- el radio de curvatura 1: $r_1 = 0{,}10$ m,
- el radio de curvatura 2: $r_2 = -0{,}15$ m.

Fijaos que r_2 es negativo según el convenio de signos que hemos establecido en el subapartado 3.4.1, dedicado a los dioptrios. Así:

$$\frac{1}{f} = (1{,}6-1)\left(\frac{1}{0{,}10} - \frac{1}{-0{,}15}\right) \qquad (63)$$

de donde $1/f = 10\ \text{m}^{-1}$ y, por lo tanto,

$$f = 0{,}1\ \text{m} \qquad (64)$$

Ejemplo. Posición de la imagen con una lente

Un objeto que tiene una altura de 1,2 cm se sitúa a 4 cm de la lente biconvexa del ejemplo anterior. Determinar dónde se forma la imagen, si es real o virtual y cuál es su altura.

Como sabemos la distancia focal y la distancia del objeto a la lente, podemos utilizar la fórmula de las lentes delgadas, ecuación 58:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \qquad (65)$$

donde sabemos:

- la distancia del objeto: $s = 0{,}04$ m,
- la distancia focal de la lente: $f = 0{,}10$ m.

Poniendo estos valores tenemos:

$$\frac{1}{0{,}04} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{0{,}10} \qquad (66)$$

de donde

$$s' = -0{,}067\ \text{m} \qquad (67)$$

Se trata de una imagen virtual, que se forma a 6 cm por delante de la lente. El aumento lo podemos encontrar a partir de la ecuación 59, ya que conocemos s y s':

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{-0{,}067}{0{,}04} = 1{,}67 \qquad (68)$$

Como la altura del objeto es 1,2 cm, la altura de la imagen será 1,2 · 1,67, es decir, 2 cm.

Como ejercicio os dejamos que calculéis lo mismo pero con el objeto a 15 cm de la lente. (Solución: s' = 0,3 m, imagen real, m = –2)

Las lentes gruesas

En casos más complejos, de lentes gruesas y sin aproximación paraxial, ¿cómo calculamos las imágenes obtenidas? Pues con técnicas informáticas de trazado de rayos. Viene a ser lo mismo que hemos hecho, escoger unos cuantos rayos y ver cómo se desvían, pero a una escala mucho mayor.

El sistema de trazado de rayos va avanzando los rayos cierta distancia, calcula si se han desviado en la nueva posición y determina la nueva dirección de propagación; después vuelve a adelantar los rayos y se repite todo el proceso hasta que se genera el recorrido completo del rayo. Si en la simulación hay objetos opacos, el sistema va comprobando en cada punto si se han encontrado el rayo y el objeto y, en caso afirmativo, aplica las modificaciones pertinentes en función del tipo de objeto.

Enlace de interés

En la dirección http://www.phy.ntnu.edu.tw/ntnujava/index.php?PHPSESSID=f30ecd69118a14eff48a94de473eff92&topic=121.0 encontraréis una miniaplicación de Java* que es bastante ilustrativa. Os permite partir de un bloque de vidrio cuadrado e ir modificando la curvatura de sus superficies para ver cómo se desvían los rayos de luz que le llegan.

Es interesante limitar la anchura del haz de rayos y comprobar que entonces sirve la aplicación paraxial (por ejemplo, podéis ver que con una anchura del haz muy grande ya no hay una distancia focal bien definida). También podéis probar las diferencias entre lentes delgadas y lentes gruesas.

*** Si no os funciona tendréis que instalar la última versión de ejecución (*runtime*) de Java.**

3.4.3. Espejos

Ahora pasaremos a dioptrios que reflejan luz: los espejos. Al igual que en el caso de los dioptrios que forman imágenes por refracción, cuando un dioptrio refleja la luz también puede formar imágenes. Esto ocurrirá si, como siempre, todos los rayos procedentes de cada punto del objeto se encuentran en cada punto de la imagen (y tenemos una imagen real) o bien lo hacen sus prolongaciones (y tenemos una imagen virtual).

Espejos planos

Empecemos por el tipo de espejo más simple, que seguramente todos tenemos en el baño o el dormitorio de casa: el **espejo plano**. En la figura 29 tenéis un espejo plano cualquiera y en la figura 30 tenéis un esquema de cómo los rayos de luz procedentes de un punto del objeto llegan al espejo y se reflejan.

Figura 29. Espejo plano



Figura 29

Un espejo plano crea una imagen virtual. Véase el esquema correspondiente en la figura 30b.

Figura 30. Esquema de la generació d'imatge per part d'un mirall pla

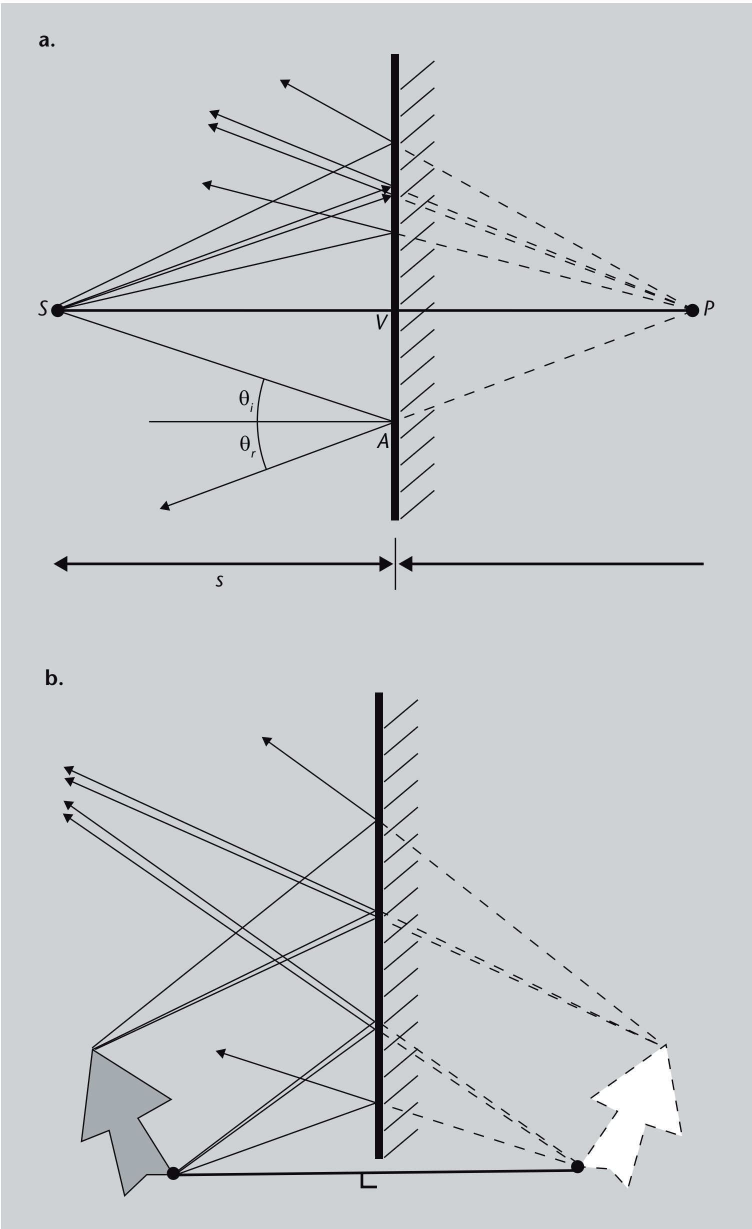


Figura 30

a. Los rayos reflejados, procedentes del punto S, se separan cada vez más, de modo que tenemos una imagen virtual en el otro lado del espejo. Después de la reflexión los rayos divergen exactamente como si procedieran de un punto P detrás del espejo. Cuando estos rayos penetran en nuestro ojo no se pueden distinguir los rayos que procederían de un objeto real situado en P sin que hubiera espejo.
b. El mismo esquema pero para un objeto extenso, no sólo un punto. Es la situación equivalente a la que se observa en la figura 29.

Fijaos que los rayos reflejados se separan cada vez más, de modo que aquí tenemos una imagen virtual al otro lado del espejo (da igual lo que haya detrás del espejo, recordad que en las imágenes virtuales no hay realmente rayos de luz que converjan). Es decir, que los rayos de luz se reflejan en el espejo y parece que procedan del punto donde se forma la imagen virtual. Más concretamente, tras la reflexión, los rayos divergen exactamente como si procedieran de un punto *P* detrás del espejo. Cuando estos rayos penetran en nuestro ojo no se pueden distinguir los rayos que procederían de un objeto real situado en *S* sin que hubiera espejo.

Ahora determinemos, al igual que hemos hecho antes para dioptrios refractores y lentes, en qué punto forma la imagen un espejo. Para ello elegimos un convenio de signos ligeramente diferente:

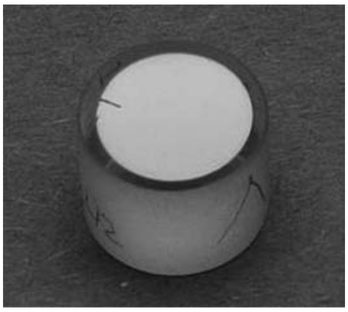
- la distancia objeto s es positiva si está por delante del dioptrio.
- la distancia imagen s' es negativa si está detrás del dioptrio y positiva si está por delante.

Nuevamente, fijándonos en la figura 30 y recordando que ahora en el dioptrio solamente hay reflexión, tenemos que para cualquier rayo procedente del objeto, los ángulos de incidencia, θ_i, y de reflexión, θ_r, son iguales: $\theta_i = \theta_r$. Pero fijándonos en el caso del rayo que incide en el punto A en la figura, θ_i es igual al ángulo $\widehat{VSA}$, y θ_r es igual al ángulo $\widehat{VPA}$, y como $\theta_i = \theta_r$, tenemos que $\widehat{VSA} = \widehat{VPA}$. En consecuencia, las distancias objeto, s, e imagen, s', son iguales:

$$s = s'. \tag{69}$$

La definición de aumento es la misma que en el caso de las lentes (ecuación 59). Nuevamente, aquí no haremos la derivación del resultado, que es:

$$m = \frac{s'}{s} = 1. \tag{70}$$



Un espejo dieléctrico es un tipo de espejo diseñado de manera que sólo refleje luz de una frecuencia muy determinada. En este caso, la correspondiente al amarillo-verde, y por eso lo vemos de color amarillo verdoso. Para el resto de frecuencias del espectro visible este "espejo" es totalmente transparente.

Es decir, un espejo plano siempre forma imágenes derechas y del mismo tamaño que el objeto.

Espejos esféricos y cónicos

Ahora ya hemos estudiado el caso más simple de espejo, el espejo plano, y es hora de pasar a espejos que tienen un perfil esférico o cónico (es decir, de elipse, parábola o hipérbola). Sin embargo, al igual que ocurría con las lentes, es mucho más fácil crear un espejo de perfil esférico que uno cónico o de otro tipo, de modo que nos centraremos sobre todo en espejos esféricos y nos limitaremos a la aproximación paraxial.

Nuevamente, nos interesará saber dónde forma el espejo la imagen de un objeto cualquiera y determinar su aumento. Para ello, consideremos la figura 31.

Figura 31. Esquema de un espejo esférico

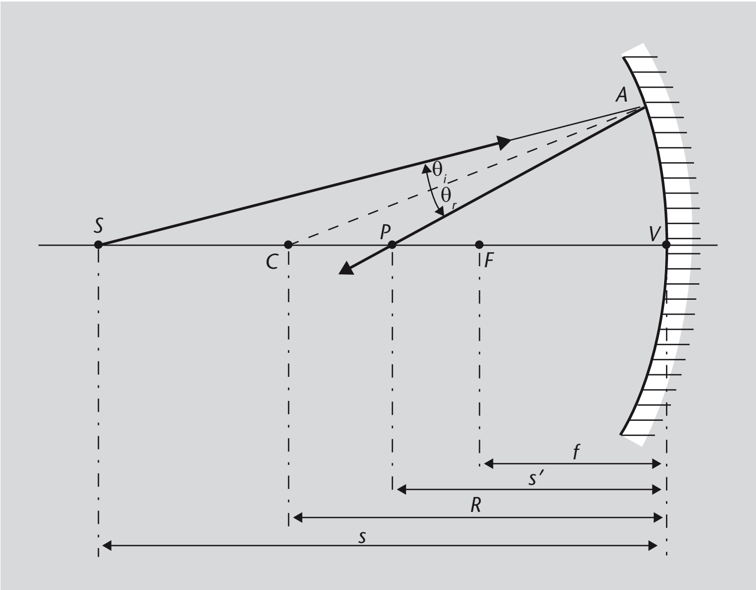


Figura 31

El radio de curvatura del espejo esférico es R, centrado en el punto C. El espejo forma la imagen de un punto S en el punto P. Las distancias de S al espejo y de P al espejo son s y s', respectivamente. F es el foco y f, la distancia focal.

En la figura podemos ver un espejo esférico de radio de curvatura R y centrado en el punto C que forma la imagen de un punto S en P. Las distancias de S al espejo y de P al espejo son s y s', respectivamente. En primer lugar, fijaos que como $\theta_i = \theta_r$ (¡ley de la reflexión!), el segmento $\overline{CA}$ bisecciona al triángulo SAP y, por lo tanto, divide el lado $\overline{SP}$ en dos segmentos proporcionales a los lados restantes. Es decir:

$$\frac{\overline{SC}}{\overline{CP}} = \frac{\overline{SA}}{\overline{PA}}. \tag{71}$$

De la imagen, también podéis ver que:

$$\overline{SC} = s - R \tag{72}$$

$$\overline{CP} = R - s' \tag{73}$$

Como trabajamos en aproximación paraxial, de ángulos pequeños, también podemos utilizar las aproximaciones sigüientes:

$$\overline{SA} \approx s \tag{74}$$

$$\overline{PA} \approx s' \tag{75}$$

De esta manera, la ecuación 71 queda:

$$\frac{s-R}{R-s'} = \frac{s}{s'}. \qquad (76)$$

Reordenando los términos, esta ecuación se puede expresar de una forma que ya nos resulta familiar después de haber estudiado las lentes:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{R}, \qquad (77)$$

que se conoce con el nombre de **fórmula de los espejos**. Observad que con esta fórmula podemos determinar el lugar donde formará la imagen un espejo si conocemos su radio de curvatura, R.

Al igual que hemos hecho en el caso de las lentes, seguramente nos interesará más disponer de una ecuación similar pero en función de la distancia focal, y no de la curvatura del espejo. Recordad que una característica definitoria de un sistema óptico es su distancia focal. La distancia focal imagen, f, es la distancia a la que convergen los rayos de luz que llegan al espejo paralelos al eje óptico, es decir, de un objeto situado en el infinito. En la expresión anterior, ecuación 77, esto equivale a encontrar la s' para $s = \infty$:

$$\frac{1}{\infty} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R} \qquad (78)$$

de donde obtenemos que $f = R/2$.

Por lo tanto, la ecuación 77 de los espejos puede reexpresarse como:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \qquad (79)$$

que es idéntica a la fórmula equivalente para las lentes delgadas (ecuación 58).

Actividad

Un objeto está a 12 cm de un espejo esférico cóncavo y tiene una altura de 3 cm. El radio de curvatura del espejo es de 6 cm. Determinar la distancia focal del espejo y la distancia a la que se forma la imagen y su tamaño.

La anamorfosis

La anamorfosis es el proceso de hacer una representación muy distorsionada de un objeto, de manera que sólo se pueda ver correctamente utilizando un espejo concreto

(anamorfosis especular o catóptrica) o desde un punto de vista determinado (anamorfosis de perspectiva). Quizás os será familiar la anamorfosis de perspectiva, que es la que se utiliza en la publicidad pintada sobre el césped en los campos de fútbol: las letras sólo se ven bien cuando se observan desde el punto de vista de alguna cámara de televisión determinada. Podéis ver un ejemplo, más artístico, en la figura 32a. La anamorfosis catóptrica es la que requiere de un espejo para "reconstruir la imagen": si miramos el objeto, difícilmente veremos nada reconocible y sólo mirándolo reflejado en el espejo veremos una imagen correcta. Es menos común, pero se ha utilizado a menudo en el arte, como podéis ver en la figura 32b.

Figura 32

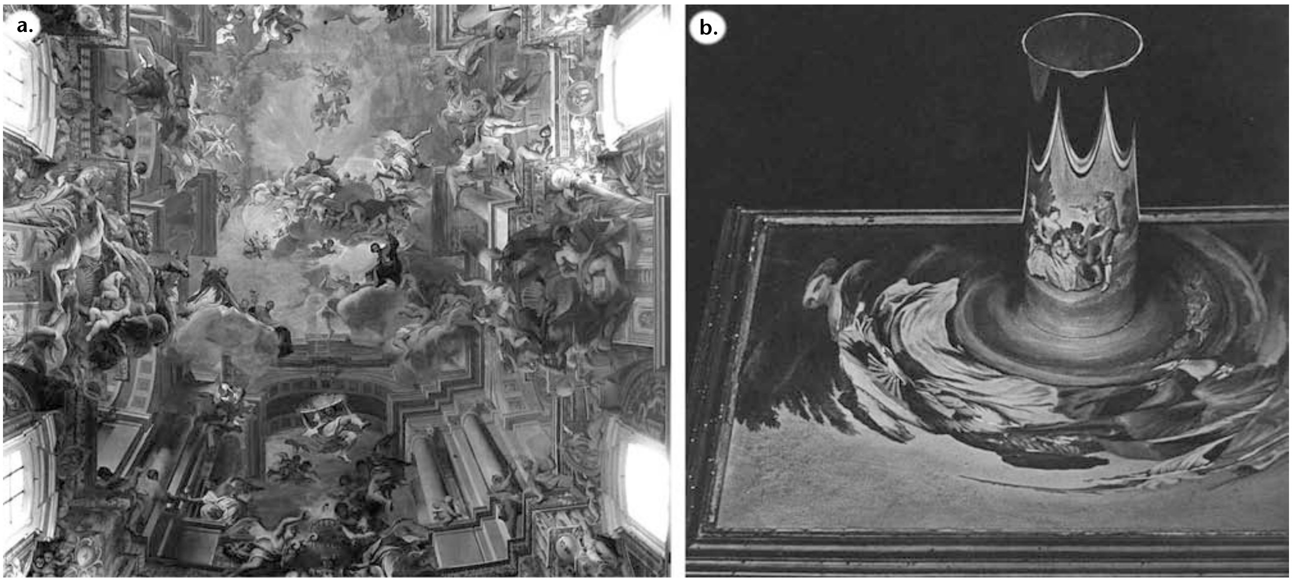


Figura 32

a. Bóveda de la iglesia de San Ignacio (Roma), de Andrea Pozzo. Se trata de una sofisticada anamorfosis de perspectiva en la que, desde un punto concreto de la iglesia, la pintura se ve correctamente y da la impresión de una gran bóveda muy elevada, cuando en realidad el techo es completamente plano. Este tipo de "engaños" son típicos del arte barroco y se conocen como *trompe l'oeil* ('engaña al ojo', en francés).
b. Anamorfosis catóptrica en un cuadro. La escena representada en el cuadro sólo se puede ver correctamente si se observa su reflexión en un espejo convexo.

Espejos cónicos

Los espejos esféricos, que son los que acabamos de estudiar, sólo generan imágenes correctas cuando nos encontramos en la región paraxial y, por tanto, podemos aplicar las aproximaciones que hemos utilizado. Esta es la situación ilustrada en la figura 33a, donde podéis ver que nos limitamos a ángulos pequeños y la imagen de un punto P es otro punto P'.

Pero ¿qué pasa cuando no podemos utilizar la aproximación paraxial? Si utilizamos un espejo esférico nos encontraremos en la situación ilustrada en la figura 33b, donde todos los rayos que salen del punto P no se encuentran en un único punto P'. Ante esto os podéis preguntar si hay alguna forma de espejo que no presente este inconveniente y dé mejores resultados en cualquier situación, paraxial o no. En concreto, el hecho de que en un espejo esférico los rayos que llegan paralelos al eje óptico, después de reflejarse, converjan todos en su foco, sólo es válido en la aproximación paraxial. ¿Hay algún tipo de espejo en el cual esto ocurra siempre?

La situación de la figura 33b se llama, más concretamente, *aberración esférica*, y la estudiaréis en el subapartado 3.5 de este módulo.

Figura 33. Comparación entre una situación paraxial y una no paraxial

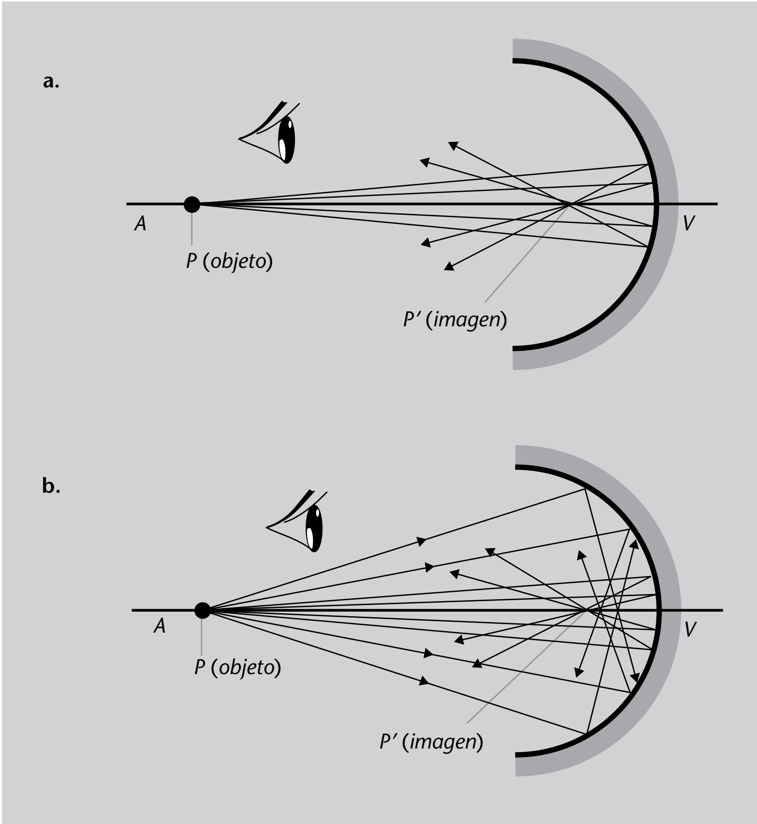


Figura 33

Comparación entre una situación en la que es aplicable la aproximación paraxial (a) y una en la que no (b), en un espejo esférico.
a. En esta situación todos los rayos son cercanos al eje y forman ángulos pequeños. En este caso la imagen de un punto P es otro punto, P'.
b. En cambio, en este caso hay muchos rayos alejados del eje óptico y no todos los procedentes de P se encuentran en el mismo punto P'.

Pues la respuesta es que sí. No demostraremos el resultado, pero el caso es que un espejo **parabólico** tiene la propiedad de hacer converger en su foco todos los rayos que le llegan paralelos, independientemente de si se puede aplicar la aproximación paraxial o no. Podéis ver esta situación en la figura 34.

Figura 34. Espejo parabólico

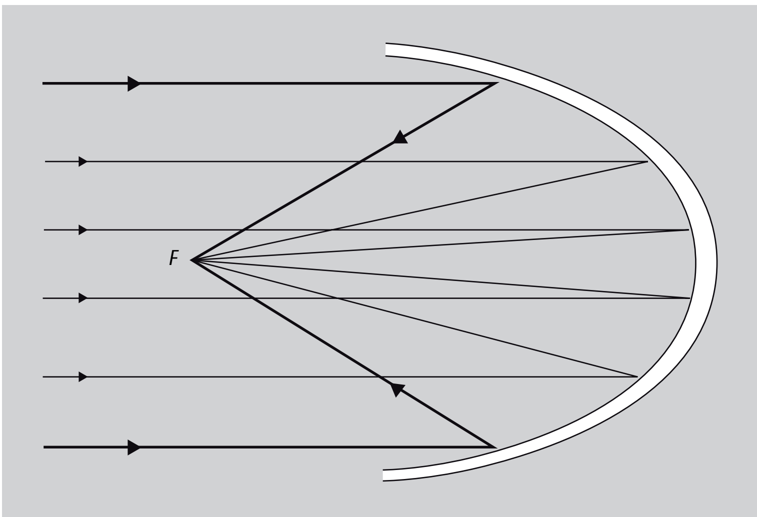


Figura 34

Un espejo parabólico tiene la propiedad de hacer converger en su foco, F, todos los rayos paralelos que le llegan.

Esta propiedad de los espejos parabólicos es la que hace se utilizen tanto en telescopios o en proyectores. A veces los telescopios, como veremos en el

subapartado 3.4.6, utilizan espejos esféricos, pero si se quiere tener una buena calidad de imagen con grandes aberturas, hay que utilizar espejos parabólicos.

Hasta ahora hemos visto los elementos ópticos más simples: dioptrios, lentes y espejos. Con estos elementos podemos construir sistemas ópticos más sofisticados, algunos de los cuales estudiaremos brevemente a continuación.

3.4.4. La lupa

Cuando miramos un objeto, si lo queremos ver más grande, basta con acercárselo más a los ojos. Pero esto tiene un límite. Quizá ya os habréis dado cuenta de que llega un punto en el que somos incapaces de ver bien los objetos que tenemos muy cerca de los ojos (y si no, ¡probadlo! Coged la hoja que estáis leyendo y acercáosla lentamente a los ojos: llegará un momento en el que ya no podréis enfocarla bien). Como ya veremos en la parte sobre fisiología del ojo (subapartado 4.2), nosotros podemos enfocar a diferentes distancias curvando más o menos la lente que llevamos incorporada en nuestros ojos: el cristalino. El proceso de curvar más o menos el cristalino se llama **acomodación** y cuando miramos al infinito (o muy lejos, vaya) se dice que el ojo se encuentra sin acomodar (en otras palabras, no debemos forzar el ojo para enfocar correctamente).

La acomodación

El hecho de que no se fuerce el ojo cuando este no acomoda es la razón por la cual resulta relajante mirar paisajes amplios o grandes extensiones de terreno: no estamos obligando al ojo a enfocar cerca y, por tanto, no se fatiga. Tener el ojo permanentemente en acomodación, como cuando trabajamos mucho tiempo frente a un ordenador, provoca fatiga ocular.

El problema es que el cristalino tiene un límite máximo de curvatura que es lo que determina el punto más cercano a los ojos en el cual podemos ver bien un objeto. Este punto se llama *punto próximo* o *punto cercano*. La situación la tenéis ilustrada esquemáticamente en la figura 35.

Figura 35. Punto cercano del ojo humano

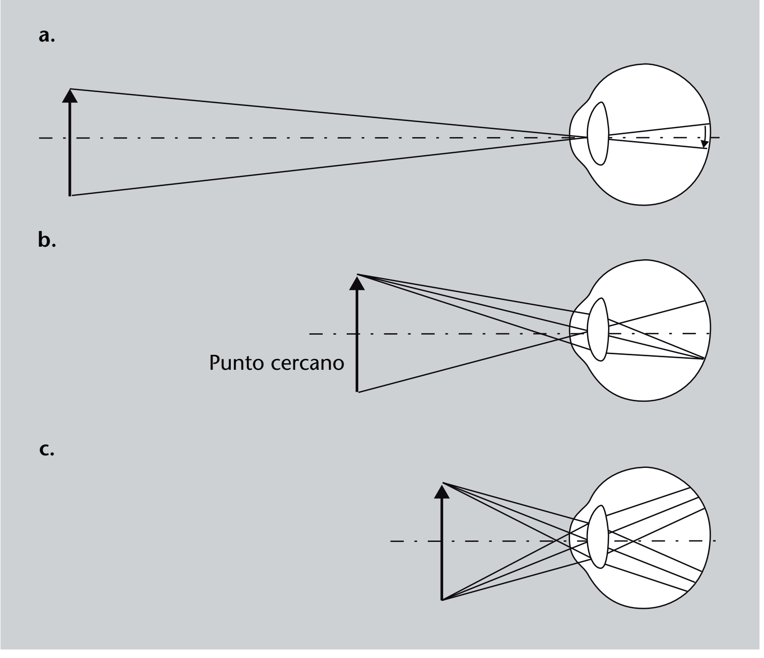


Figura 35

a. El ojo enfoca correctamente un objeto a una cierta distancia y, por tanto, crea una imagen real sobre la retina.
b. El punto próximo o punto cercano es el punto más cercano al ojo en el cual este aún puede enfocar correctamente un objeto.
c. A una distancia menor que la del punto cercano, el ojo ya no puede crear una imagen sobre la retina.

El punto cercano

El punto cercano o punto próximo en los humanos varía con la edad. En los niños es de unos 5 o 6 cm, pero al llegar a la edad adulta no suele ser menor de 10 cm. Con el paso de los años, la capacidad de curvar el cristalino va disminuyendo y el punto cercano se encuentra cada vez más lejos: hacia los 60 años puede estar situado ya a 1 metro o incluso más, situación en la que no se puede leer normalmente y conocida como *presbicia*.

Una forma simple de solucionar esta limitación es utilizar una lente convergente, que añada su potencia óptica a la del ojo y, de esta manera, permita acercar aún más el objeto y verlo bien. Esta lente convergente se denomina **lupa**, **lente de aumento** o **microscopio simple**.

Una **lupa** es una lente convergente que tiene como objetivo dar una imagen aumentada de un objeto cercano.

La lupa funciona de la forma representada en la figura 36. Tenemos un objeto de dimensiones y_o situado a una distancia s_o de la lupa, más pequeña que su distancia focal, f. La lupa forma una imagen virtual y aumentada, de dimensiones y_i, a una distancia s_i de la lupa. Es esta imagen virtual la que el ojo convierte en imagen real sobre la retina.

Figura 36. Lupa

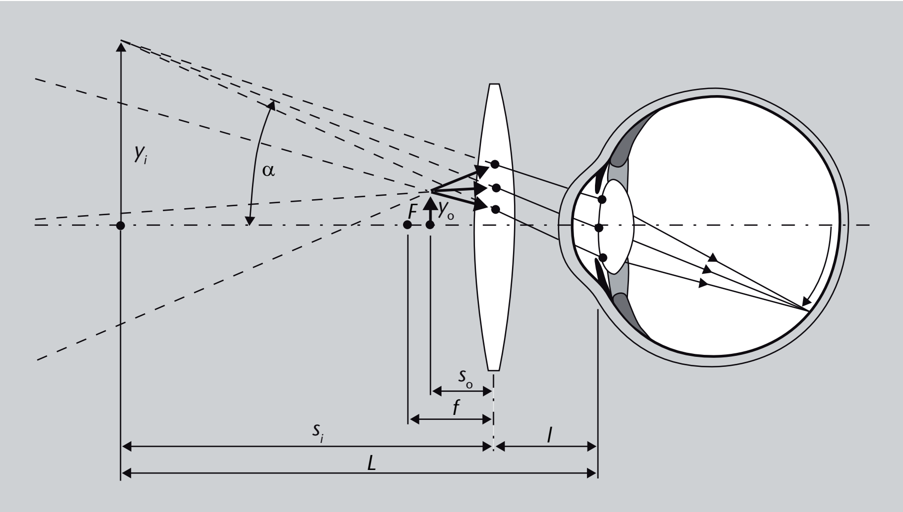


Figura 36

Esquema de una lupa. Tenemos un objeto de dimensiones y_o situado a una distancia s_o de la lupa, más pequeña que su distancia focal, f. La lupa forma una imagen virtual y aumentada, de dimensiones y_i, a una distancia s_i de la lupa. Es esta imagen virtual la que el ojo convierte en imagen real sobre la retina.

3.4.5. El microscopio compuesto

El microscopio compuesto es un paso más respecto al microscopio simple o lupa. Su objetivo es el mismo: crear una imagen muy aumentada de objetos pequeños y cercanos.

Normalmente, al microscopio compuesto lo llamamos, simplemente, *microscopio*.

La invención del microscopio

Parece que el primer microscopio fue inventado en 1590 en la ciudad de Middelburg, en los Países Bajos. La autoría está disputada entre Hans Lippershey y Zacharias Jansen, con

ayuda de su padre, Hans Janssen. Sin embargo, no fue hasta la segunda mitad del s. XVII que se empezó a utilizar seriamente en Italia, los Países Bajos e Inglaterra, con los trabajos de Marcelo Malpighi, la gran obra de Robert Hooke *Micrographia* y los trabajos de Antonie van Leeuwenhoek, que descubrió los glóbulos rojos de la sangre, los espermatozoides y diversos microorganismos.

El funcionamiento básico de un microsocopio compuesto está esquematizado en la figura 37. El punto clave es disponer de dos lentes, de modo que una genere una imagen que luego la segunda lente ampliará aún más. Estas dos lentes son:

- El **objetivo**, que es la lente que se sitúa cerca del objeto a observar. Normalmente forma una imagen real, invertida y aumentada del objeto. En los instrumentos profesionales, los objetivos de microscopio casi nunca son una sola lente, sino que están formados por conjuntos relativamente sofisticados de lentes.

Figura 37. Microscopio compuesto

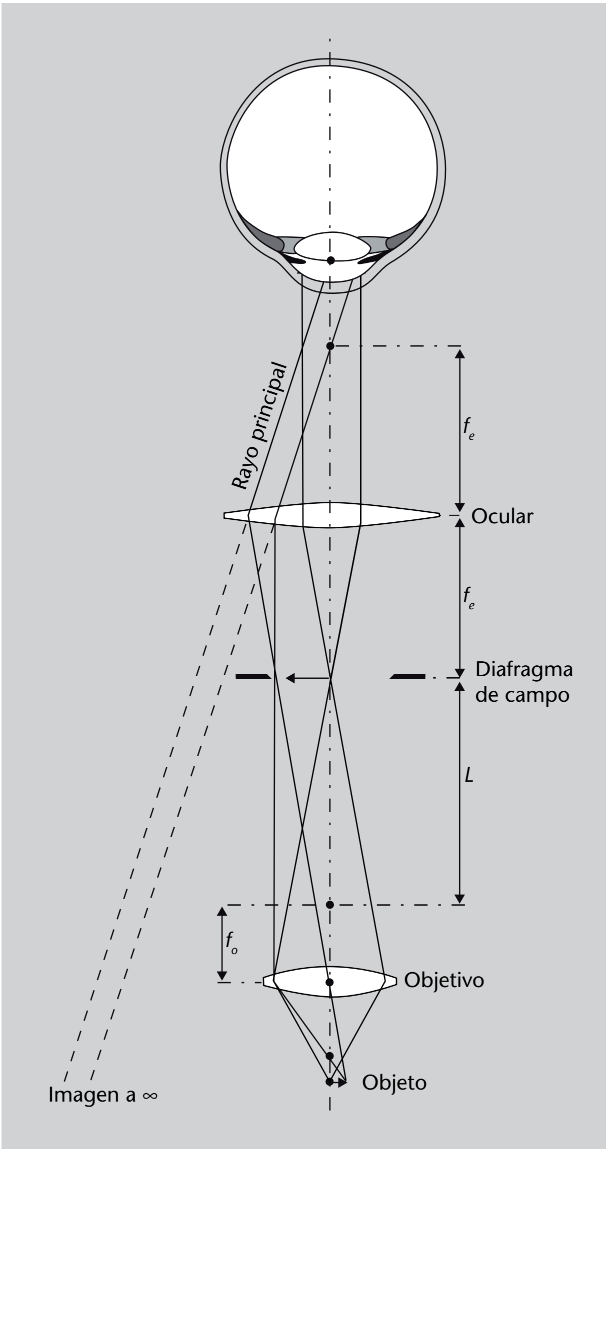


Figura 37

Esquema de un microscopio compuesto. El objetivo, de distancia focal f_o crea una imagen real e invertida de un objeto. La longitud del tubo L se calcula de modo que la imagen producida por el objetivo se forme precisamente a la distancia focal del ocular, f_e. De esta manera, la imagen virtual producida por el ocular se forma en el infinito.

- El **ocular**, que es la lente que se sitúa cerca del ojo (o de la cámara fotográfica, si en lugar de mirar el objeto lo queremos fotografiar). Su propósito es ampliar la imagen producida por el objetivo. En los instrumentos profesionales, los oculares casi nunca son una sola lente, sino que están formados también por conjuntos complejos de lentes. En la figura 38 podéis ver algunos esquemas de oculares habituales, a título ilustrativo.

Figura 38. Oculares

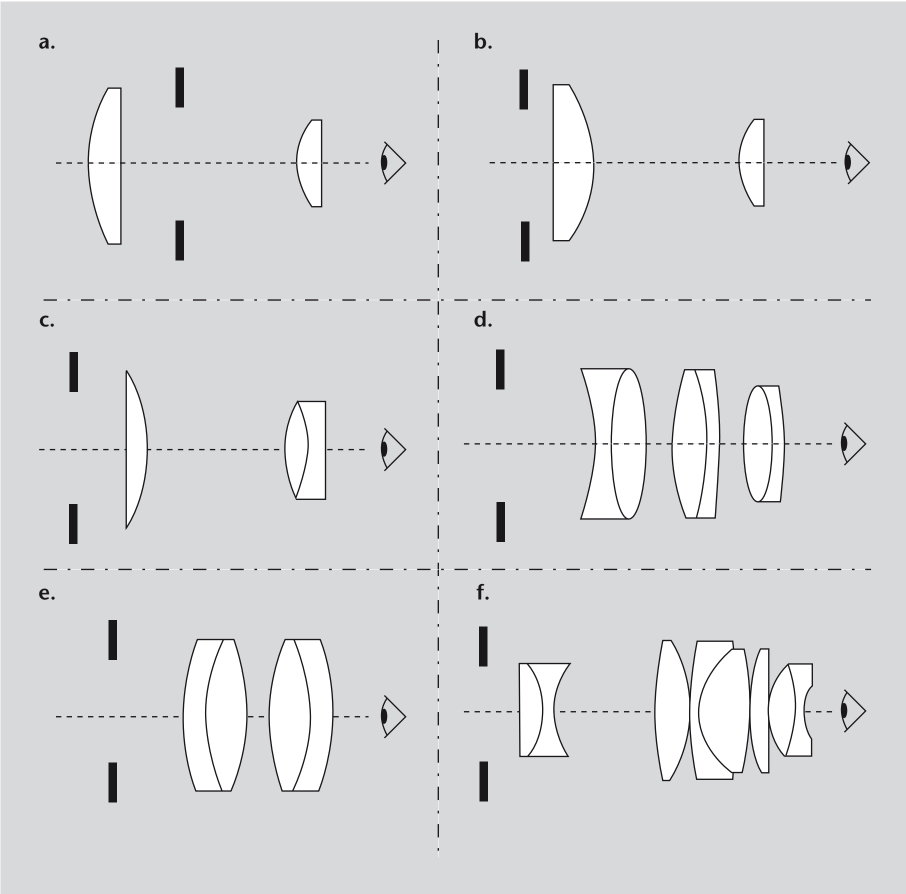


Figura 38

Algunos oculares habituales, utilizados en microscopios y telescopios. En los casos de oculares con dos lentes, la primera se llama *lente de campo* y la segunda *lente del ojo*.
a. Ocular de Huygens. Inventado por Christiaan Huygens hacia 1660, fue el primer ocular compuesto (con dos o más lentes). Actualmente todavía se fabrica para aplicaciones poco exigentes, debido a su bajo precio.
b. Ocular de Ramsden. Al igual que el Huygens, es de poca calidad pero barato.
c. Ocular de Kellner. Es básicamente un Ramsden, pero corregido de aberración cromática (véase el subapartado 3.5.6).
d. Ocular de Erfle. Creado en la década de 1910, es ideal para obtener imágenes con un gran campo de visión.
e. Ocular de Plössl. Uno de los oculares más usados en telescopios de aficionado, pero relativamente caro.
f. Ocular de Nagler. Ejemplo de uno de los oculares actuales más sofisticados. Diseñado en 1979, da un campo de visión muy grande y con gran calidad de imagen, pero es caro y pesado.

Fijaos que en la figura 37 el objetivo, de distancia focal f_o, crea una imagen real e invertida del objeto. La longitud L entre el foco del objetivo y la posición de la imagen se llama *longitud del tubo*. La longitud del tubo se diseña de modo que la imagen producida por el objetivo se forme precisamente a la distancia focal del ocular, f_e. De esta manera, la imagen virtual producida por el ocular se forma en el infinito y, así, nuestro ojo puede mirar la imagen sin tener que acomodar, es decir, como si estuviera mirando al infinito. Esto, entre otras cosas, permite evitar la fatiga ocular.

3.4.6. El telescopio

El otro instrumento óptico sencillo más habitual es el telescopio. En este caso el propósito es obtener una imagen ampliada de un objeto muy lejano (normalmente se considera situado en el infinito, excepto en los casos de telescopios terrestres o prismáticos, donde los objetos pueden estar más cerca). Los telescopios, al igual que los microscopios, también están formados básica-

mente por un objetivo, que genera una imagen del objeto lejano, y un ocular, que amplía considerablemente esta imagen. Ahora bien, en el caso de los telescopios, el objetivo puede ser una lente o un espejo; en función de ello los telescopios se clasifican en:

- **Telescopios refractores**. El objetivo es una lente.
- **Telescopios reflectores**. El objetivo es un espejo.
- **Telescopios catadióptricos**. El objetivo es un espejo combinado con una lente correctora.

Telescopios refractores

En los telescopios refractores, normalmente se utiliza una configuración como la que podéis ver en la figura 39. El ocular se sitúa de forma que su foco objeto, situado en f_e, coincida con el foco imagen del objetivo, f_o. Así, el ocular también forma una imagen en el infinito y el ojo puede observar sin tener que acomodar.

Figura 39. Telescopio refractor

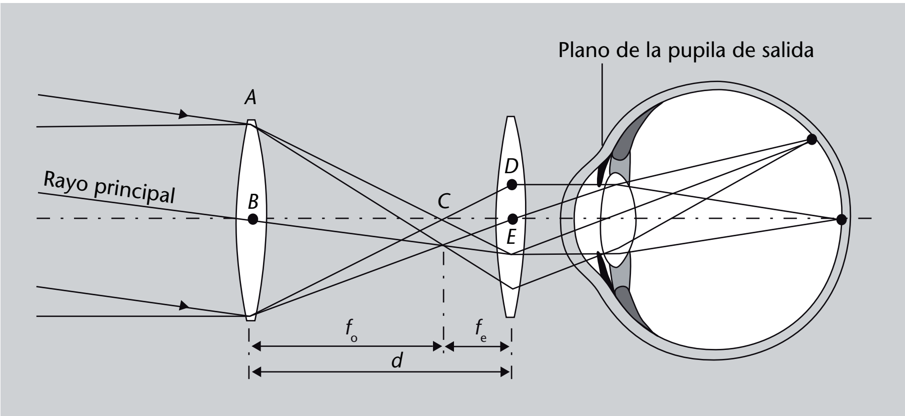


Figura 39

Telescopio refractor en configuración de Kepler para un objeto situado en el infinito. El ocular se sitúa de forma que su foco objeto, situado en f_e, coincida con el foco imagen del objetivo, f_o.

En los casos más simples, en función del tipo de lente del objetivo y del ocular, los telescopios refractores se pueden clasificar en:

- **Telescopio de Galileo** o **anteojo de Galileo**. El objetivo es una lente convexa y el ocular una lente cóncava. Fue uno de los primeros diseños de objetivo, pero crea imágenes de baja calidad. Actualmente sólo se utiliza en pequeños binoculares (no prismáticos) de pocos aumentos, como los típicos binoculares de teatro.

- **Telescopio de Kepler**. El objetivo y el ocular son lentes convexas. Es el diseño habitual de todos los telescopios astronómicos, pero hay que tener en cuenta que actualmente, al igual que ocurría con los microscopios, los oculares ya no son simplemente una lente, sino combinaciones relativamente sofisticadas de muchas lentes.

Todos los telescopios refractores que se utilizan en astronomía son del tipo Kepler y dan una imagen final invertida. Esta situación no es muy ideal si

el telescopio se utiliza para observación terrestre. En este último caso, o bien se utiliza una configuración de Galileo, que es poco recomendable, o bien se coloca entre el ocular y el objetivo un sistema de lentes, llamado *sistema erector*, que invierte nuevamente la imagen, de modo que la imagen final no esté invertida.

El gran problema de los telescopios refractores es que, a medida que queremos hacer un telescopio más grande, la lente del objetivo también debe ser mayor. Y las dificultades para fabricar lentes grandes de buena calidad son enormes: la calidad del vidrio debe ser uniforme, no puede haber ningún tipo de burbuja ni defecto y el peso de la lente se convierte en un problema considerable, que le provoca deformaciones con el paso del tiempo. Por ello, ya desde el siglo XVII se empezaron a fabricar telescopios que utilizaban como objetivo un espejo, y no una lente: son los telescopios reflectores, que veremos a continuación.

Telescopios reflectores

Como hemos dicho, pues, los telescopios reflectores utilizan como objetivo un espejo, normalmente esférico o parabólico. Esto, dicho así de golpe, puede extrañar. Al fin y al cabo un espejo refleja la luz y la devuelve "hacia atrás", por tanto, para ver la imagen nos tendremos que poner delante del telescopio y entonces taparemos precisamente lo que queremos ver. ¿Es así? Entonces, ¿qué podemos hacer?

Pues sí, tenéis razón, el espejo nos devuelve la luz hacia atrás. Por lo tanto debemos buscar una manera de desviar hacia otro lado la luz reflejada por el objetivo. Esto lo conseguimos, generalmente, con un segundo espejo que ponemos delante del objetivo. Este segundo espejo, llamado *espejo secundario*, desvía la luz procedente del objetivo hacia un lado o hacia atrás. Tenéis un ejemplo en la figura 40, en la cual podréis ver un esquema de un telescopio de tipo newtoniano. Al igual que en un refractor, el objetivo forma una imagen situada a la distancia focal del ocular, de modo que el observador puede mirar la imagen sin tener que acomodar el ojo.

Figura 40. Telescopio reflector newtoniano

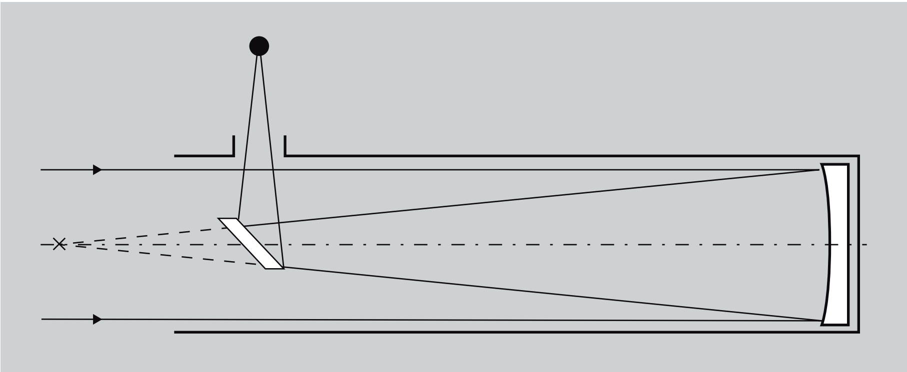


Figura 40

El objetivo es un espejo de perfil parabólico o esférico cóncavo y el espejo secundario es un espejo plano a 45° respecto al eje del telescopio.

De todos modos, es posible que se os haya planteado una duda sobre este tipo de telescopios. Si ponemos un espejo delante del objetivo, ¿cuando miramos la imagen no veremos una mancha? ¿No veremos una parte tapada por este espejo secundario? La respuesta es que no. Pensad que el telescopio está pensado para estar bien enfocado con objetos situados en el infinito, mientras que el espejo secundario está muy cerca. Esto quiere decir que, en realidad, en la imagen final el espejo secundario está tan desenfocado que no se ve en absoluto. A efectos prácticos, el único efecto negativo del espejo secundario es que hace que disminuya un poco la cantidad de luz que llega al objetivo.

Tipos de telescopios reflectores

Hay muchas configuraciones posibles entre el objetivo y el espejo secundario y también diversos tipos de espejos que se pueden usar: parabólicos, hiperbólicos, etc. En función de esto, los tipos principales de telescopios reflectores son los que presentamos a continuación.

- **Telescopio de Newton**. El objetivo es un espejo parabólico cóncavo (o a veces esférico cóncavo) y el espejo secundario es un espejo plano colocado a 45° respecto al eje del telescopio, de modo que desvía la luz hacia un lado. Es en este lado donde se colocan los oculares y se sitúa el observador. Es un telescopio de construcción sencilla y barata, muy usado entre los aficionados. Tenéis su esquema en la figura 40.

- **Telescopio de Cassegrain**. El objetivo es un espejo parabólico cóncavo y el espejo secundario es un espejo de perfil hiperbólico convexo que desvía la luz otra vez hacia atrás. Así, el objetivo tiene que estar agujereado por el centro para permitir el paso de la luz y la colocación de oculares y observador. Actualmente se usa poco excepto en la versión catadióptrica de Schmidt-Cassegrain. Tenéis su esquema en la figura 41.

Figura 41. Telescopio reflector Cassegrain

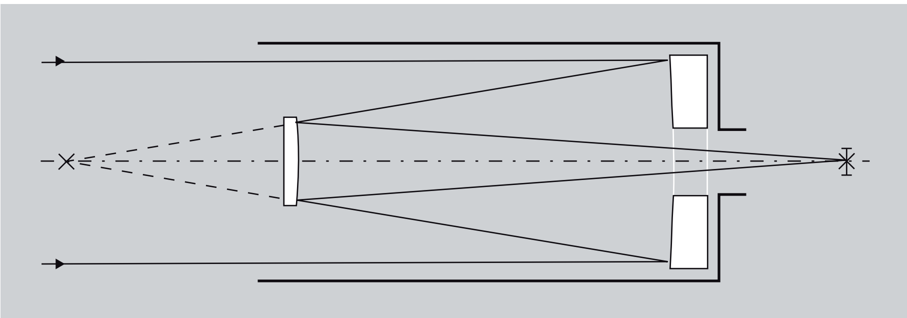


Figura 41

Telescopio reflector de tipo Cassegrain. El objetivo es un espejo parabólico cóncavo y el espejo secundario es un espejo de perfil hiperbólico convexo que desvía la luz otro vez hacia atrás.

- **Telescopio Ritchey-Chrétien**. El objetivo y el espejo secundario son ambos espejos hiperbólicos, el primero cóncavo, el segundo convexo. Actualmente casi todos los grandes telescopios astronómicos profesionales utilizan esta configuración.

- **Telescopio de Gregory**. El objetivo es parabólico cóncavo y el espejo secundario parabólico o esférico también cóncavo. La principal diferencia con todos los anteriores telescopios es que este da imágenes no invertidas, hecho que lo hace útil en observación terrestre.

- **Telescopios fuera de eje**. Algunos diseños intentan evitar la obstrucción de luz causada por el espejo secundario haciendo que el objetivo refleje la luz hacia un lado, fuera del eje principal. Hay dos tipos principales:

– **Telescopio de Herschel**. El objetivo, parabólico como en el de Newton, está inclinado respecto al eje, de forma que la luz va hacia un lado del telescopio, sin necesidad de ningún espejo secundario.

– **Telescopio *Schliefspiegler***. Al igual que con el de Herschel, el objetivo está inclinado, pero ahora se utiliza un espejo secundario situado fuera del telescopio. Hay muchos subtipos diferentes según el número y tipo de espejos utilizados.

Telescopios catadióptricos

Los telescopios catadióptricos, que tienen como objetivo un espejo con una lente correctora, surgieron para intentar eliminar al máximo los defectos llamados *aberraciones* que se pueden producir en las imágenes de los telescopios reflectores. En los casos más habituales se trata de un telescopio de tipo Cassegrain en el cual, a la entrada del telescopio, se coloca una lente correctora. Los más comunes son:

Estudiaréis las aberraciones en el subapartado 3.5 de este módulo.

- Con placa correctora de Schmidt: **telescopio Schmidt-Cassegrain**. Es uno de los diseños más populares entre los aficionados y consiste en una lente, llamada *placa correctora de Schmidt*, situada a la entrada del telescopio y que también incluye el espejo secundario típico de los telescopios Cassegrain. Tenéis un esquema en la figura 42.

Figura 42. Telescopio catadióptrico de tipo Schmidt-Cassegrain

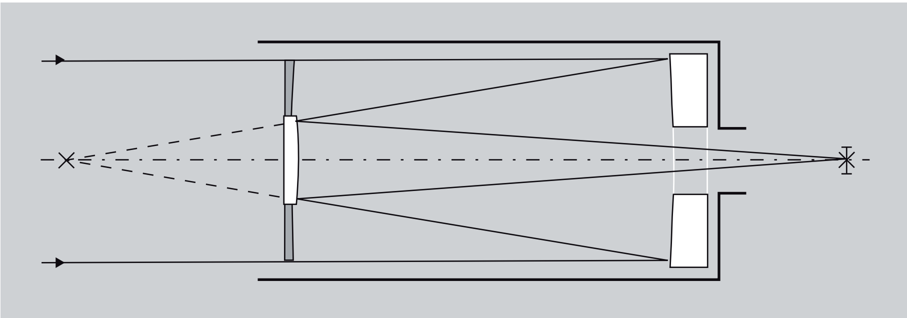


Figura 42

Se trata de un telescopio de Cassegrain al cual se añade una placa correctora en la entrada. La placa también contiene el espejo secundario.

- Con menisco corrector: **telescopio Maksutov-Cassegrain**. La placa correctora de Schmidt es relativamente compleja de fabricar. Por ello se crearon telescopios catadióptricos que, en lugar de la placa correctora, utilizan un menisco. Este menisco se coloca a la entrada del telescopio y, además, tiene un círculo plateado en la parte posterior que actúa como espejo secundario en la configuración de Cassegrain.

3.5. Aberraciones

En todo lo que hemos ido haciendo en estos últimos subapartados, hemos repetido muchas veces que estábamos trabajando con la aproximación paraxial, en la que las imágenes son siempre perfectas y podemos definir sin problemas cosas como la distancia focal.

Ahora bien, la aproximación paraxial es precisamente eso, una aproximación. Ya dijimos que en algunos casos los sistemas ópticos reales se pueden tratar como si fueran paraxiales, pero que en muchos casos esto no es así. De hecho, en la realidad nos encontramos a menudo con sistemas ópticos que están muy lejos de crear imágenes perfectas: una lupa que nos da imágenes borrosas, una cámara fotográfica que nos da imágenes distorsionadas o con los colores alterados, un retroproyector que nos proporciona una calidad de imagen muy pobre, etc. Ya hemos visto un esquema de lo que pasa cuando no se puede aplicar la aproximación paraxial (figura 33) y podéis ver otro, ahora con una lente, en la figura 43.

Figura 43. Comparación entre un sistema paraxial y uno no paraxial

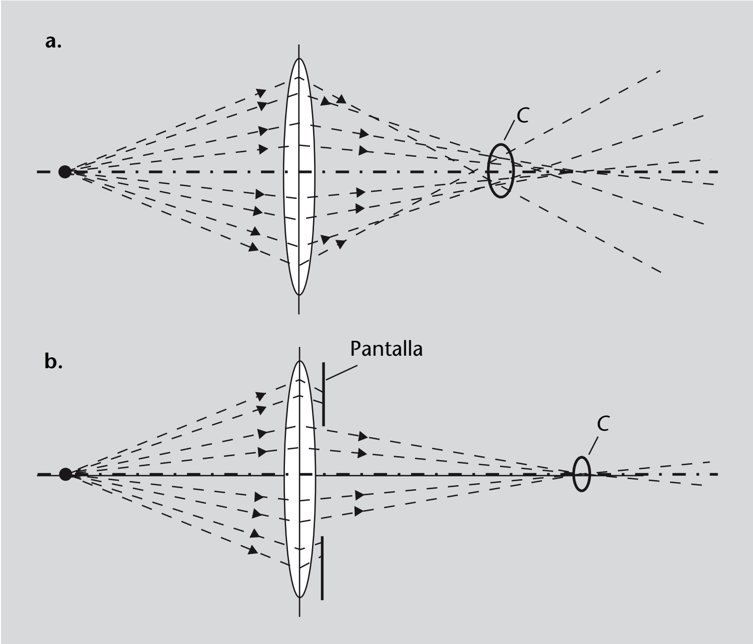


Figura 43

Comparación entre un sistema al que se le puede aplicar la aproximación paraxial y uno al que no. **a)** En el caso más general, los rayos no se limitan a ser cercanos al eje y llegan a la lente con ángulos muy grandes. En este caso no todos los rayos procedentes de un punto convergen en un punto, sino que quedan dispersos por una zona más o menos amplia (indicada como *C* en la figura), que se vería como una mancha borrosa. **a)** Sólo si limitamos los rayos que llegan a la lente o que salen, con una pantalla (técnicamente, un **diafragma**), estaremos en una situación paraxial, con todos los rayos procedentes de un punto que convergen en otro punto.

¿Qué pasa, pues, cuando no podemos utilizar la aproximación paraxial? El tratamiento matemático sin aproximación paraxial resulta muy complejo y por ello, para sistemas ópticos complicados, se utilizan técnicas informáticas de trazado de rayos. Viene a ser lo mismo que hemos hecho, escoger unos cuantos rayos y ver cómo se desvían, pero a una escala mucho mayor. El sistema de trazado de rayos va avanzando los rayos cierta distancia, calcula si se han desviado en la nueva posición y determina la nueva dirección de propagación; después vuelve a adelantar los rayos y se repite todo el proceso hasta que se genera el recorrido completo del rayo.

Enlace de interés

Podéis experimentar vosotros mismos con algún programa simple y gratuito de trazado de rayos, como por ejemplo el OpticalRayTracer, que podéis encontrar en http://www.arachnoid.com/OpticalRayTracer/index.html. Se trata de una aplicación en Java y, por tanto, independiente del sistema operativo. Podéis estudiar el comportamiento de cualquier tipo de lente o combinación de lentes, teniendo en cuenta también aspectos como la dispersión.

En cualquier caso, la desviación entre la realidad y la aproximación paraxial se puede cuantificar de forma precisa y clasificar según la causa que provoca esta desviación.

Las **aberraciones** son los diferentes tipos de desviación del comportamiento real de un sistema óptico con respecto al comportamiento predicho por la aproximación paraxial.

Existen muchos tipos de aberración, pero los más habituales y más sencillos de tratar y estudiar son los siguientes:

- Aberraciones monocromáticas, o aberraciones de Seidel:
  – Astigmatismo
  – Aberración esférica
  – Coma o aberración comática
  – Curvatura de campo o de Petzval
  – Distorsión
- Aberración cromática

Las aberraciones monocromáticas se llaman así porque es irrelevante si la luz es de una sola longitud de onda o si contiene todos los colores que queramos. En cambio, la aberración cromática sólo se produce cuando la luz tiene más de una longitud de onda. A continuación veremos cada una de estas aberraciones con más en detalle.

3.5.1. Astigmatismo

La aberración del astigmatismo consiste en que dos conjuntos de rayos de luz que penetran en un sistema óptico en dos planos mutuamente perpendiculares resultan focalizados en dos puntos diferentes. ¿Qué quiere decir esto? A efectos prácticos quiere decir que cuando conseguimos que una línea horizontal esté enfocada, las líneas verticales no lo estarán, y viceversa.

Ya dijimos en el subapartado 3.2 que es muy importante no confundir los términos *estigmatismo*, que es la condición por la cual un sistema óptico da imágenes perfectas, y *astigmatismo*, que es la aberración que estamos explicando ahora.

En la figura 44 podéis ver una representación esquemática del astigmatismo. Observad que los rayos horizontales quedan focalizados en el punto F_S, mientras que los rayos verticales lo hacen en el punto F_T.

Figura 44. Astigmatismo

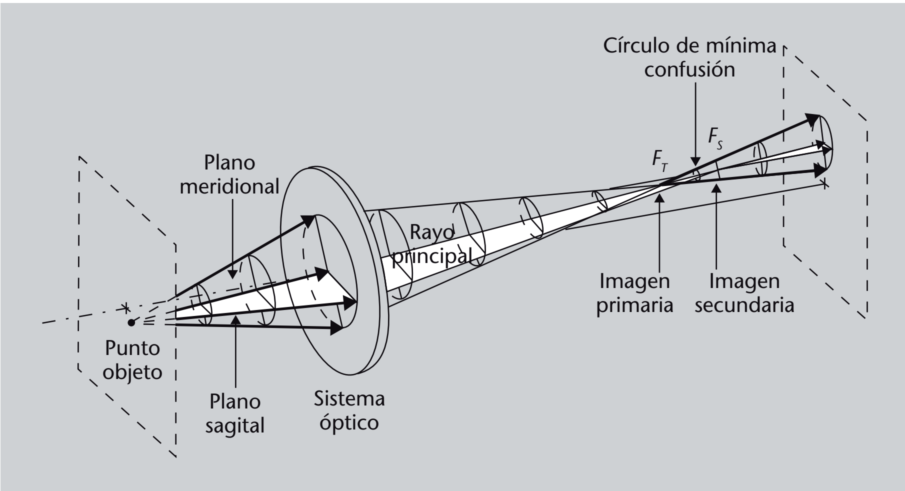


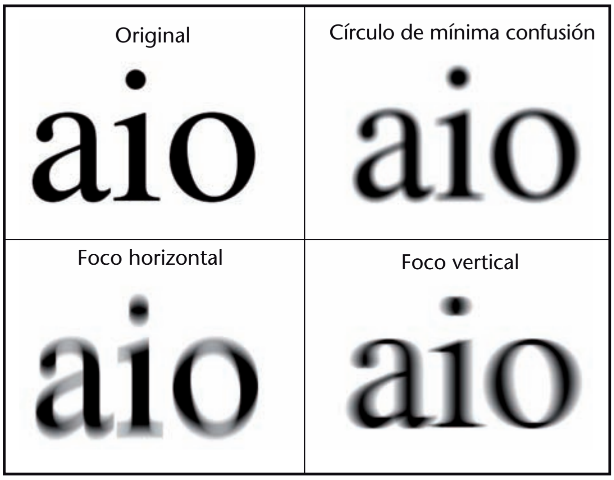
Figura 44

Los rayos horizontales procedentes del punto objeto quedan focalizados en el punto F_S, mientras que los rayos verticales lo hacen en el punto F_T. No se puede obtener una imagen perfecta: la mejor imagen que se puede obtener es la que se consigue en el círculo de mínima confusión, donde los rayos de luz están más concentrados.

Normalmente entre los dos focos hay otro punto en el que los rayos de luz se concentran en un área más pequeña; ni unos ni otros están enfocados pero ninguno de los dos tampoco está muy desenfocado. Este punto es el **círculo de mínima confusión**, que representa una especie de compromiso entre tener unos rayos enfocados y otros muy desenfocados y el caso inverso.

En la figura 45 podéis ver un ejemplo de imágenes generadas por un sistema óptico con astigmatismo: la primera imagen es la original, las dos de abajo son las imágenes obtenidas en el plano focal vertical (llamado *plano focal tangencial*) y el plano focal horizontal (llamado *plano focal sagital*), mientras que la imagen de arriba a la derecha es la obtenida en el círculo de mínima confusión. Las dos imágenes obtenidas en los dos planos focales se llaman *imágenes astigmáticas*.

Figura 45. Ejemplo de astigmatismo



Fuente: Wikimedia Commons

3.5.2. Aberración esférica

La aberración esférica se produce cuando los rayos de luz que penetran en el sistema lejos del eje óptico se focalizan en un punto ligeramente diferente que los rayos que penetran cerca del eje óptico. Esta aberración es especialmente significativa en superficies esféricas, que ya habíamos comentado que sólo son perfectas en la aproximación paraxial. Las lentes en las que se utilizan superficies no esféricas se llaman lentes asféricas y presentan una aberración esférica mucho menor, pero como ya habíamos dicho, son más difíciles y caras de hacer. La aberración esférica se puede minimizar eligiendo cuidadosamente el grado de curvatura de las superficies esféricas en cada caso particular.

Figura 45

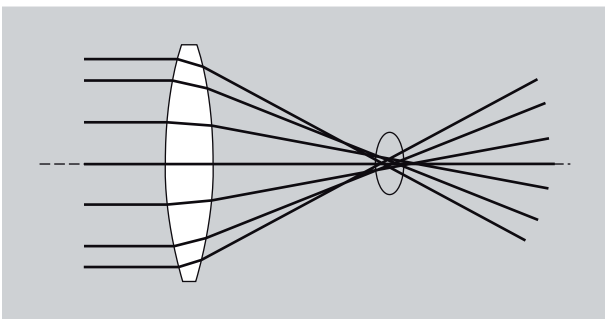
Imágenes generadas por un sistema óptico con astigmatismo: la primera imagen es la original, las dos de abajo son las imágenes obtenidas en el plano focal tangencial y el plano focal sagital, mientras que la imagen de arriba a la derecha es la obtenida en el círculo de mínima confusión.

En la figura 46 podéis ver una representación esquemática de este hecho: los rayos que atraviesan la lente lejos del eje óptico quedan enfocados más cerca de la lente que los que la atraviesan cercanos al eje. En este caso también se puede definir un **círculo de mínima confusión**, donde los rayos de luz se concentran en una zona más pequeña.

Figura 46

En la aberración esférica, los rayos que atraviesan la lente lejos del eje óptico quedan enfocados más cerca de la lente que los que la atraviesan cercanos al eje. No se puede obtener una imagen perfecta, y la mejor imagen que se puede obtener es la que se consigue en el círculo de mínima confusión, donde los rayos de luz están más concentrados.

Figura 46. Aberración esférica



En la figura 47 tenéis un ejemplo de la aberración esférica. En este caso se trata simplemente de la imagen de un punto. De izquierda a derecha podéis ver las imágenes del punto a medida que nos alejamos de la lente. La fotografía central es la imagen que se obtiene justo cuando nos encontramos en el círculo de mínima confusión.

Figura 47. Ejemplo de aberración esférica



Fuente: Wikimedia Commons

3.5.3. Coma

El coma, o aberración comática, recibe su nombre por el aspecto de cometa o de cabellera (*coma*, en latín) que tiene la imagen de un punto. El coma se produce sólo para objetos que no están situados en el eje óptico y deriva del hecho de que, en realidad, los planos principales no son realmente planos, como consideramos en la aproximación paraxial, sino superficies curvadas.

En la figura 48 podéis ver una representación de este hecho. La lente produce una imagen, P, del punto S. El rayo de luz que sale de S y pasa por el centro de la lente llega al lugar correcto de la imagen, pero los rayos que pasan lejos del eje se van desviando cada vez más y no están enfocados correctamente: los que pasan a un radio r_1 forman un círculo en la imagen de radio r_1', los que pasan a un radio r_2 forman un círculo aún mayor y más lejos del punto original, de radio r_2'. El conjunto de todos estos círculos da lugar a una mancha en forma de cometa.

Figura 48. Coma

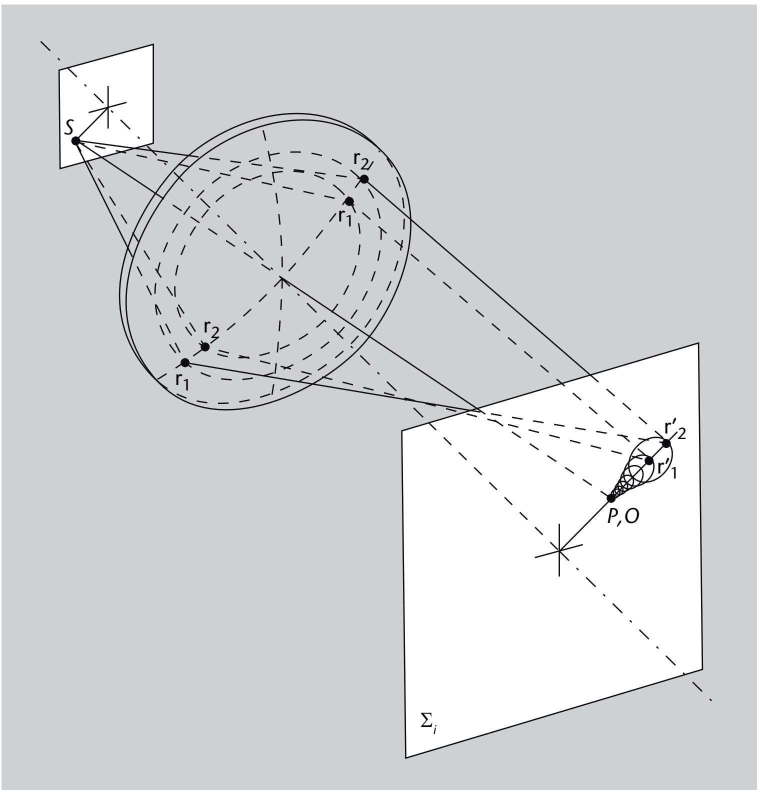


Figura 47

Imagen de un punto generada por un sistema óptico, observada a diversas distancias. De izquierda a derecha podéis ver las imágenes del punto a medida que nos alejamos de la lente. La fotografía central es la imagen que se obtiene justo cuando nos encontramos en el círculo de mínima confusión.

Figura 48

Una lente produce una imagen, P, del punto S. El rayo de luz que sale de S y pasa por el centro de la lente llega al lugar correcto de la imagen, pero los rayos que pasan lejos del eje se van desviando cada vez más y no están enfocados correctamente: los que pasan a un radio r_1 forman un círculo en la imagen de radio r_1', los que pasan a un radio r_2 forman un círculo aún mayor y más lejos del punto original, de radio r_2'. El conjunto de todos estos círculos da lugar a una mancha en forma de cometa.

En la figura 49 podéis ver un ejemplo ilustrativo de esta aberración. Es la imagen de un conjunto de puntos repartidos por una superficie, a diferentes distancias del eje del sistema óptico. Fijaos en la deformación característica en forma de cometa y cómo, a medida que los puntos están más alejados del eje, la deformación de la imagen es cada vez más evidente.

Figura 49. Ejemplo de coma

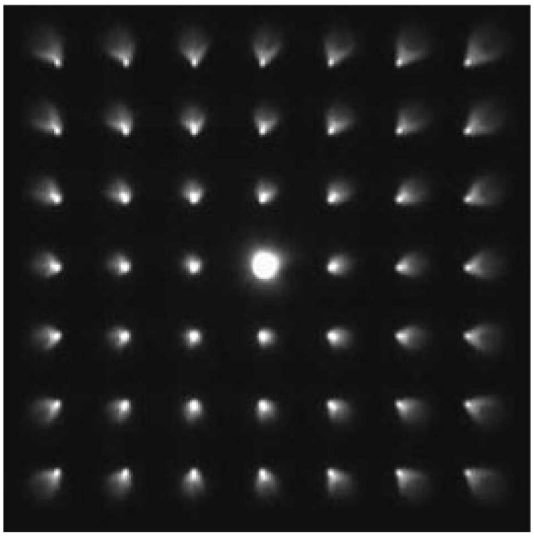


Figura 49

Conjunto de imágenes de puntos situados a diferentes distancias del eje del sistema óptico. Fijaos que a medida que los puntos están más alejados del eje la deformación de la imagen en forma de cometa es cada vez más acusada.

3.5.4. Curvatura de campo

La curvatura de campo se produce debido a que la imagen de un plano perpendicular al eje es también un plano en la aproximación paraxial. En realidad, la imagen es una curva, llamada *curva de Petzval*. En la figura 50 podéis ver una lente que genera una imagen de un plano perpendicular al eje óptico (σ_0') y de una curva esférica (σ_0). Lo que nos interesa de cara a la aberración de curvatura de campo es que la imagen del plano perpendicular al eje es la superficie Σ_p, que claramente no es un plano.

A efectos prácticos, la curvatura de campo es especialmente molesta en fotografía, porque normalmente la película o el fotodetector de una cámara están situados en un plano, de modo que la parte de las imágenes más alejada del eje quedará desenfocada. La curvatura de campo se puede eliminar parcialmente combinando dos o más lentes.

Σ es la letra griega sigma mayúscula; σ es la letra griega sigma minúscula.

3.5.5. Distorsión

La última de las aberraciones monocromáticas que consideramos es la distorsión. Aparece debido a que, a veces, el aumento que produce un sistema óptico depende de la distancia respecto al eje óptico. Así, en ausencia de otras aberraciones, la imagen se ve bien enfocada pero deformada. En función de si el aumento del sistema crece o disminuye a medida que nos alejamos del eje óptico tenemos, respectivamente:

- **distorsión de cojín**, o distorsión positiva, en la cual el aumento crece a medida que nos alejamos del eje óptico. Las imágenes se distorsionan de manera que parecen " estiradas" por los cuatro vértices del encuadre de la imagen;

- **distorsión de barrilete** o distorsión negativa, en la cual el aumento disminuye a medida que nos alejamos del eje óptico. Las imágenes se distorsionan de manera que parecen abombadas.

Figura 50. Curvatura de campo

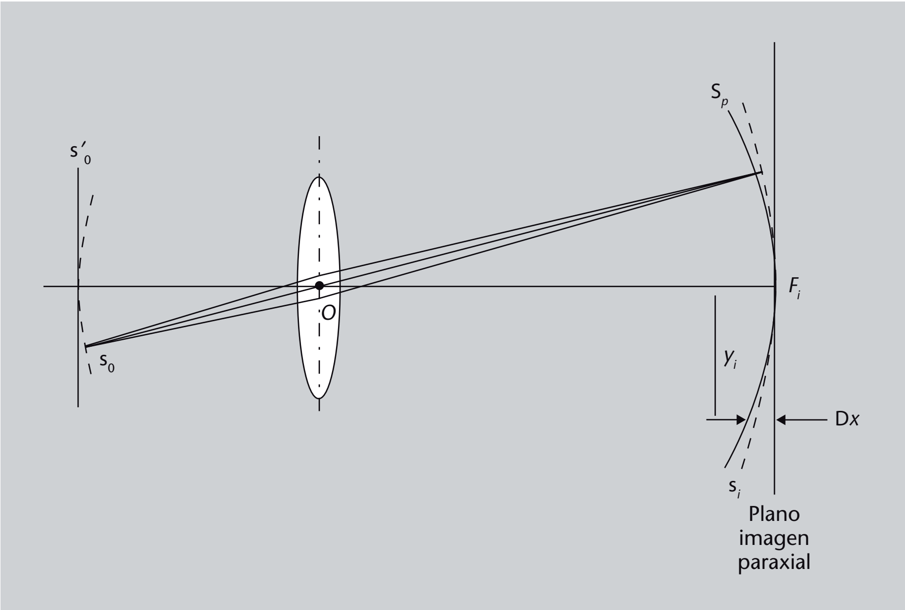


Figura 50

Una lente genera una imagen de un plano perpendicular al eje óptico (σ_0') y de una curva esférica (σ_0). La imagen del plano perpendicular al eje es la superficie Σ_p, que no es un plano.

En la figura 51 podéis observar una imagen perfecta, sin aberraciones (figura 51a), una producida por un sistema con distorsión de cojín (figura 51b) y una producida por un sistema con distorsión de barrilete (figura 51c).

Figura 51. Distorsión

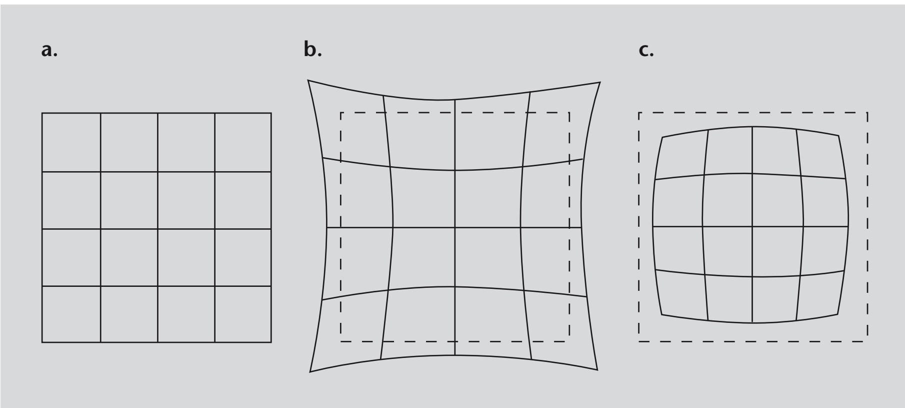


Figura 51

a. Imagen perfecta, sin aberraciones, de una retícula;
b. imagen de la misma retícula producida por un sistema con distorsión de cojín;
c. imagen de la retícula producida por un sistema con distorsión de barrilete.

3.5.6. Aberración cromática

Hasta ahora, las aberraciones que hemos visto se producen con cualquier tipo de luz, ya sea de un sólo color o luz blanca (de todos los colores). Ahora consideraremos una aberración especialmente importante que se produce sólo cuando se utiliza luz que contiene varias frecuencias (es decir, varios colores). En la figura 52 podéis ver un ejemplo de esta aberración: en la parte de arriba podéis ver la imagen sin aberración y abajo, la misma imagen pero afectada de aberración cromática. Si os fijáis podréis observar que los colores rojo y azul están desplazados, de una manera que se hace especialmente evidente en las cornisas del edificio: la cornisa de la izquierda tiene un borde rojo, mientras que la cornisa de la derecha tiene un borde azul muy visible.*

Podeu veure els colors en la versió en PDF dels mòduls.

Figura 52. Ejemplo de aberración cromática



Fuente: Wikimedia Commons; autor: Stan Zurek

Figura 52

Ejemplo de aberración cromática en una fotografía tomada por una cámara. Arriba podéis ver la imagen sin aberración y abajo la misma imagen pero afectada de aberración cromática. El efecto es especialmente visible en los bordes de la zona derecha de la imagen, donde se observa una gradación del rojo al azul (fijaos, por ejemplo, en las cornisas del edificio).

¿Qué está pasando? Recordad que en el subapartado 2.6 hablamos de la dispersión: el hecho de que el índice de refracción depende de la longitud de onda de la luz. Vimos que, cuando un rayo de luz se refracta, las diferentes longitudes de onda se desvían en ángulos ligeramente diferentes. En las lentes, que son sistemas ópticos que trabajan por refracción, esto, lógicamente, también pasará. Es más, supondrá un problema importante.

Los espejos y la aberración cromática

En los espejos, que trabajan sólo por reflexión, no se produce el problema provocado por la dispersión y, por tanto, no tienen aberración cromática.

Fijaos en la figura 53. Los rayos que llegan a la lente se focalizan en puntos diferentes en función de la longitud de onda: las longitudes de onda cortas, como el azul, se desvían más y, por tanto, quedan focalizadas más cerca de la lente, mientras que las longitudes de onda más largas, como el rojo, se desvían menos y se focalizan más lejos de la lente. En la figura está indicado el foco para el color azul (F_A) y el foco para el rojo (F_R). En F_A la imagen quedará enfocada claramente en el color azul, pero cada punto estará rodeado de una mancha rojiza; en cambio, en F_R los puntos se verán nítidamente en el rojo, pero sus contornos tendrán una mancha borrosa azulada a su alrededor. Al igual que en otras aberraciones, también se puede definir un círculo de míni-

ma confusión (Σ_{LC} en la imagen), en el cual la imagen es mejor, y también se define la cantidad llamada *aberración cromática axial* (ACA en la figura) como la distancia entre el foco rojo y el foco azul.

Figura 53. Aberración cromática

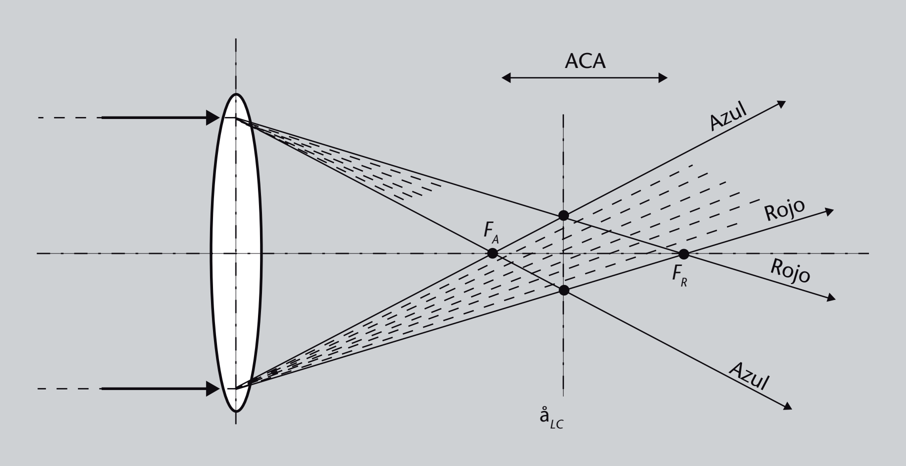


Figura 53

Los rayos que llegan a la lente se focalizan en puntos diferentes en función de la longitud de onda: las longitudes de onda cortas, como el azul, se desvían más y, por tanto, quedan focalizadas más cerca de la lente. Indicamos el foco para el color azul (F_A) y el foco para el rojo (F_R), el círculo de mínima confusión (Σ_{LC}) y la *aberración cromática axial* (ACA).

La aberración cromática se puede compensar con unas combinaciones de lentes llamadas *dobletes acromáticos*.

Dobletes acromáticos

Como las lentes convergentes y las divergentes desvían los rayos en sentidos contrarios, parecería que combinando dos de estas lentes podríamos compensar, aunque fuera un poco, la desviación provocada por la aberración cromática. Estas parejas de lentes que corrigen parcialmente la aberración cromática son los **dobletes acromáticos**. Los dobletes consiguen que al menos dos colores (normalmente se escoge el azul y el rojo, ya que son los más alejados) tengan el mismo foco, aunque otros colores siguen quedando focalizados en otros puntos, como podéis ver en el esquema de la figura 54.

Figura 54. Doblete acromático

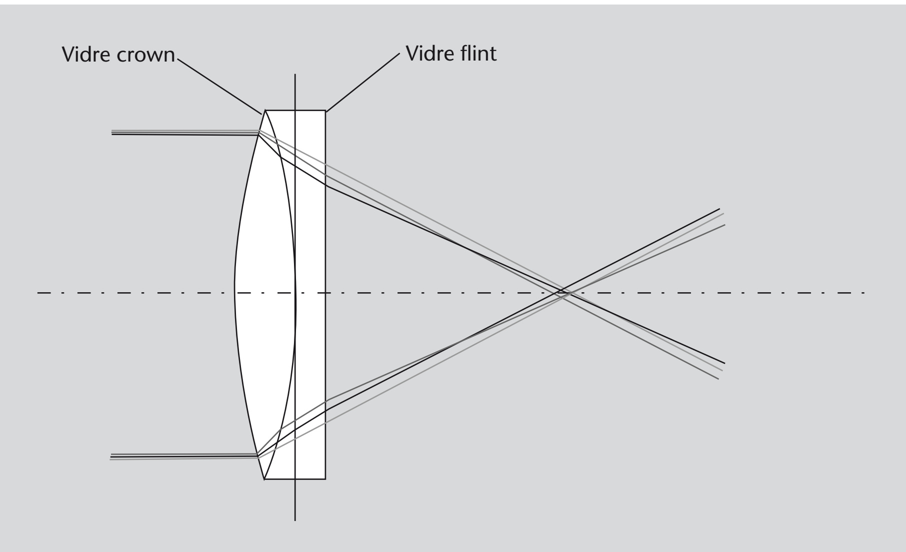


Figura 54

Un doblete acromático, formado por una lente convergente de vidrio crown y una lente divergente de vidrio flint.

Normalmente las dos lentes de un doblete se fabrican con vidrio de diferentes tipos: los más habituales son el **vidrio flint**, que es un cristal de número de Abbe bajo (y, por tanto, muy dispersivo) y el **vidrio crown**, que es un vidrio de número de Abbe alto (y, por tanto, poco dispersivo).

Definimos el número de Abbe en el subapartado 2.6.1 de este módulo. Recordad que nos permitía medir y caracterizar el grado de dispersión de un material.

3.6. Índice de refracción no uniforme

Al comienzo del módulo, cuando introdujimos el índice de refracción y la longitud de camino óptico (subapartado 2.2.2) consideramos la posibilidad de materiales en los que el índice de refracción no fuera uniforme, es decir, que no fuera igual en todas partes, sino que pudiera ir cambiando gradualmente. Lo cierto es que luego no hemos considerado en ningún momento materiales de este tipo, en parte por la mayor dificultad de tratarlos matemáticamente y en parte porque hasta hace pocos años eran de fabricación compleja y no eran muy habituales.

Sin embargo, en la naturaleza hay un medio muy abundante en el que el índice de refracción varía de forma gradual: el aire. Y en este medio se producen una serie de efectos causados por la variación gradual de su índice: los espejismos. Estudiémoslo brevemente.

3.6.1. Espejismos

En el aire que nos rodea, una variación de temperatura cualquiera (y, por tanto, de densidad) crea una variación del índice de refracción del aire en función de la altura. En esta situación, en días muy cálidos se puede producir el fenómeno de los **espejismos**. Si hace mucho calor en un día claro, algunas superficies como las rocas, la arena o el asfalto de una carretera pueden llegar a calentarse mucho y se puede formar una capa de aire muy caliente cerca de la superficie. En este caso el gradiente en el índice de refracción es tan fuerte que los rayos de luz que pasan cerca de la superficie, o que se dirigen hacia el suelo, se desvían tal como mostramos en la figura 55. El resultado es que un observador ve rayos de luz procedentes de un objeto situado sobre el suelo como si procedieran de bajo tierra.

Figura 55. Espejismo inferior

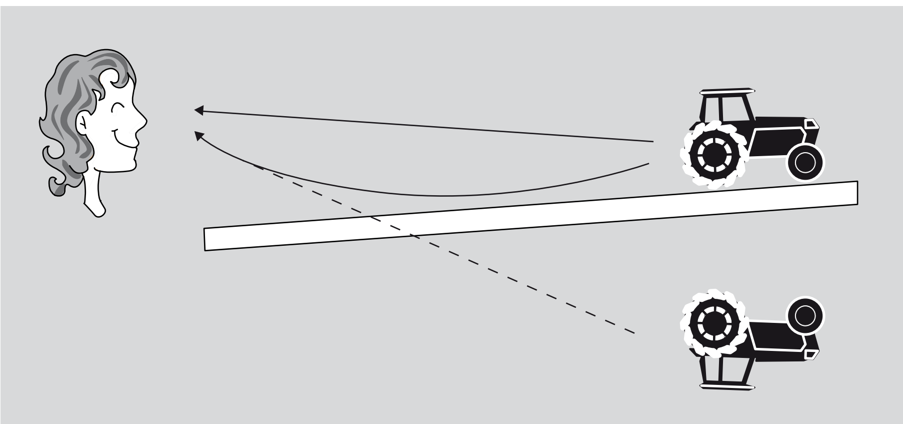


Figura 55

Esquema de la formación de un espejismo inferior. Los rayos de luz procedentes de un objeto y que pasan cerca de la superficie, o que se dirigen hacia el suelo, se desvían hacia arriba y llegan al observador.

Este tipo de espejismos, llamados más específicamente **espejismos inferiores**, es el más habitual y es el tipo que seguramente todos habéis podido observar en alguna carretera un día de verano, en forma de aparentes charcos de agua sobre el suelo, como los que se ven en la figura 56. Los charcos de agua no son tales, sino espejismos que nos hacen ver una imagen virtual del cielo, los árboles y los coches.

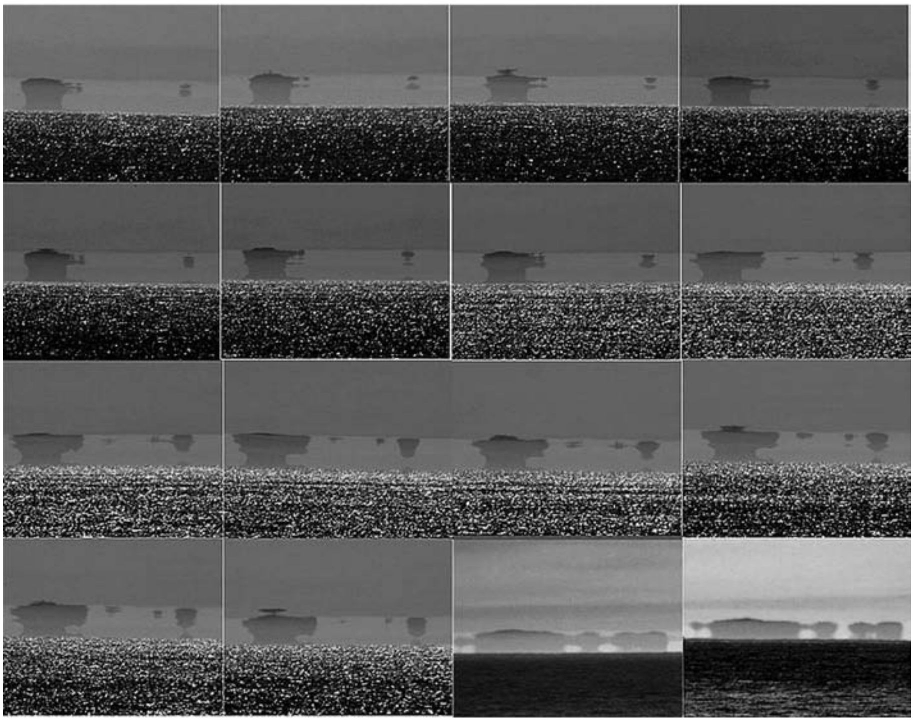
Figura 56. Espejismo inferior en una carretera



Fuente: Wikimedia Commons; autor: Tom Ruen

Pero también están los **espejismos superiores**, que se producen precisamente cuando se da la situación contraria: el aire situado por debajo de la línea de visión es más frío que el que se encuentra encima; en este caso los rayos se curvan hacia abajo y vemos una imagen virtual sobre el objeto real. A veces se pueden ver, flotando sobre el horizonte, objetos que resultan invisibles desde donde estamos (porque debido a la curvatura de la Tierra están bajo el horizonte). Este tipo de espejismo es más habitual en las regiones polares y son más estables que los inferiores, ya que el aire frío no tiene tendencia a subir y permanece a baja altura durante más tiempo.

Figura 57. Fata Morgana



Fuente: Wikimedia Commons; autor: Mila Zinkova

Figura 57

Secuencia de imágenes de las islas de los Farallones, vistas desde San Francisco. En condiciones normales, las islas no se pueden ver desde San Francisco, ya que quedan bajo el horizonte. En esta secuencia de 16 imágenes, las islas se ven siempre justo sobre el horizonte o flotando sobre este. Las 14 primeras son una sucesión rápida de fenómenos de fata morgana, con imágenes cambiantes y deformaciones varias; las dos últimas son un espejismo superior normal.

Un caso especialmente sorprendente de espejismo es el fenómeno llamado **fata morgana** o *halgerndingar* (figura 57). Se trata de un caso especialmente complejo de espejismo superior, que se alterna con espejismos inferiores e imágenes, a veces múltiples, que contienen zonas comprimidas y ampliadas y que cambian de derechas a invertidas en cuestión de segundos.

***Halgerndingar* es la denominación islandesa del fenómeno de la fata morgana, y también se utiliza a menudo.**

3.6.2. Los medios de gradiente de índice

La desviación gradual de los rayos de luz en un medio de índice de refracción no uniforme es la base de los llamados **medios de gradiente de índice**, o **medios GRIN**.

Escogiendo adecuadamente la variación del índice de refracción cuando se fabrica un material, se pueden conseguir materiales que desvíen la luz de la forma que nosotros queramos. Por ejemplo, se utilizan a menudo para fabricar lentes, llamadas *lentes GRIN*, que permiten tener una lente que funciona como una lente estándar pero que no es necesario que tenga la forma habitual, ya que la convergencia o divergencia de los rayos no se consigue por la forma de la lente, sino por la variación de su índice de refracción.

Para entenderlo mejor, fijaos en la figura 58. Tenemos un trozo de vidrio en el que el índice de refracción varía con un perfil parabólico (es decir, $n(x) \propto x^2$). En esta situación el trozo de vidrio consigue focalizar rayos de luz paralelos en un punto, de la misma manera que lo haría una lente convergente normal. Pensad que los rayos cercanos al centro del trozo de vidrio van más lentos (el índice de refracción es más alto y, por tanto, la velocidad de propagación de la luz es más baja) que los rayos que pasan lejos del centro. De esta manera el frente de onda se curva y adopta un perfil cóncavo y, en consecuencia, los rayos de luz se curvan hacia la zona central.

Figura 58. Medio de gradiente de índice

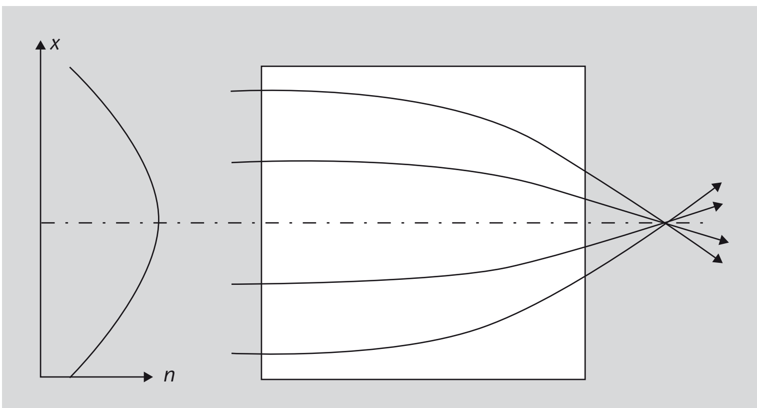


Figura 58

Trozo de vidrio en el que el índice de refracción varía de forma continua con un perfil parabólico $n(x) \propto x^2$. El trozo de vidrio focaliza los rayos de luz paralelos en un punto, igual que una lente convergente normal.

Las lentes GRIN son mucho más fáciles de manipular que las lentes estándar. Una ventaja muy importante es que su superficie es plana y no curvada. Esto

hace que sea muy fácil crear uniones de calidad con otras lentes o con fibras ópticas, por ejemplo.

Precisamente, los medios GRIN también se utilizan en la fabricación de fibras ópticas, que ya hemos estudiado en el subapartado 2.5. En estas fibras el índice de refracción del núcleo decrece gradualmente desde el eje hasta el revestimiento. Así, los rayos de luz se van desviando suavemente a medida que se acercan al revestimiento, en lugar de reflejarse de golpe por reflexión total interna cuando llegan al mismo. Además, estas trayectorias reducen la dispersión causada por los diferentes caminos ópticos de los rayos que entran en la fibra con ángulos diferentes.

Dispersión mínima

Se puede demostrar que la dispersión es mínima cuando el índice varía de forma parabólica $n(r) = n_0(1 - \alpha^2)$, en donde α es una constante y n_0, el índice de refracción en el eje de la fibra.

Cabe destacar que el ojo humano también utiliza una variación gradual del índice de refracción para enfocar las imágenes, además de su forma. Y precisamente es el ojo humano, y más generalmente los órganos de visión, el protagonista del siguiente apartado de este módulo. A continuación nos ocuparemos de cómo los seres vivos perciben los estímulos visuales y cómo funcionan sus órganos de visión.

3.7. ¿Qué hemos aprendido?

Después de haber visto en el apartado anterior las bases de la óptica geométrica, en este las hemos aplicado a diversos sistemas ópticos simples. Hemos introducido el concepto de sistema óptico y, especialmente, de imagen, un concepto que intuitivamente parece fácil pero que no lo es tanto si queremos definirlo de forma precisa.

Como la aplicación de las leyes de la óptica geométrica en un sistema concreto puede llegar a ser muy laboriosa, hemos introducido la aproximación paraxial, que simplifica enormemente los cálculos y es bastante buena en muchos casos. Así, mediante esta aproximación, hemos atacado el problema principal que se plantea en óptica geométrica: determinar cómo es la imagen de un objeto creada por un sistema óptico. Y lo hemos hecho para los dioptrios, las lentes y los espejos.

Pero, claro, la aproximación paraxial es precisamente eso, una aproximación, por lo que la realidad siempre será algo más compleja. En este sentido, hemos repasado las diferencias más importantes entre lo que predicen los cálculos hechos con la aproximación paraxial y lo que se puede observar en la realidad. Es decir, hemos repasado las aberraciones más importantes.

Finalmente, como aspecto complementario, hemos tocado brevemente los materiales que tienen un índice de refracción no uniforme, cada vez más utilizados.

4. Percepción de la luz

De la misma manera que hemos hecho cuando hablábamos de acústica, ahora nos preguntaremos cómo percibimos los seres humanos los estímulos visuales, es decir, cómo captamos las ondas electromagnéticas de la banda visible.

4.1. Los ojos como instrumentos ópticos

En los organismos vivos, la forma más sencilla de detectar luz es una simple capa de células fotosensibles, es decir, células que cuando reciben luz reaccionan de alguna manera (generan un impulso nervioso, una señal química, etc.) y de esta manera provocan una determinada acción del organismo. Un ejemplo de esto lo tenéis en la figura 59.

Figura 59

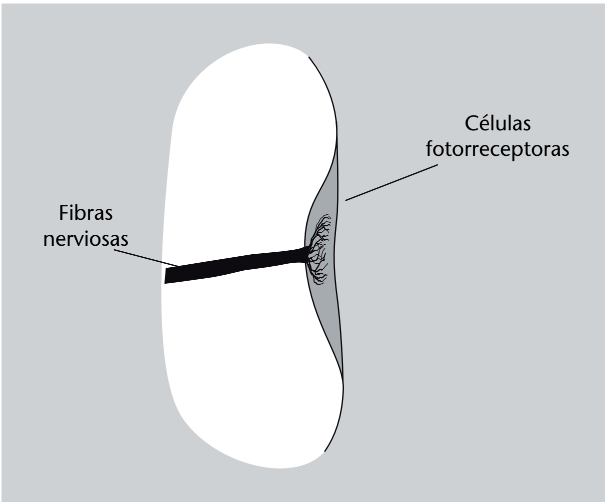


Figura 59

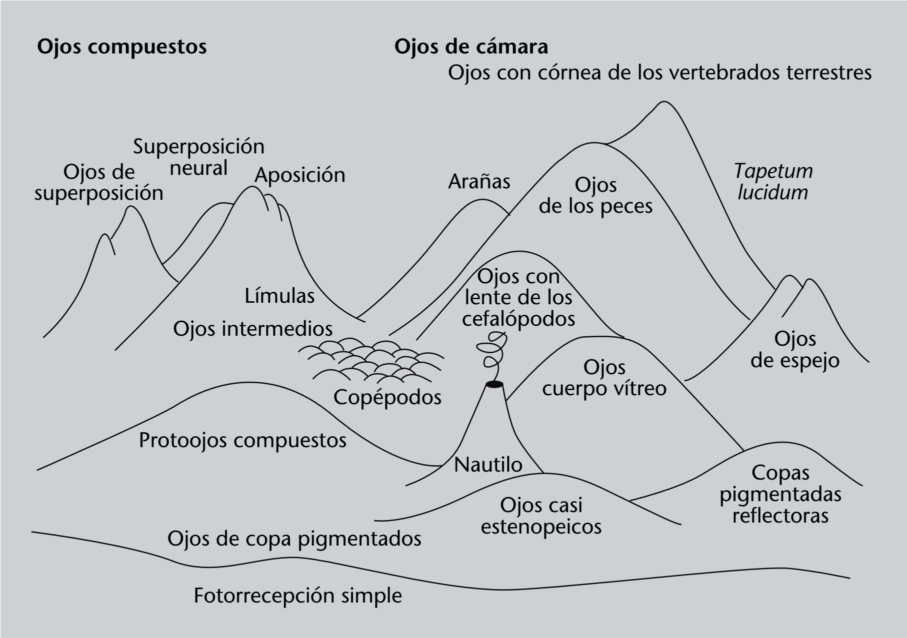
Esquema del mecanismo fisiológico más simple de detección de luz. Una capa de células fotorreceptoras, que generan algún tipo de señal (eléctrica o química) cuando incide la luz sobre ellas.

Una capa de células fotosensibles permite determinar la presencia o ausencia de luz. Esto puede ser una ventaja evolutiva importante, por ejemplo, para animales acuáticos que flotan a una determinada profundidad: su órgano de visión les permite diferenciar entre "arriba" y "abajo", por ejemplo. Ahora bien, este tipo de órgano de visión no permite determinar bien la dirección de la luz que llega y, menos aún, formar imágenes.

A partir de aquí, en muchos organismos se han ido seleccionando órganos de visión más sofisticados. De hecho, en algún momento u otro en la naturaleza han aparecido todas las maneras posibles de capturar luz, excepto los mecanismos de zoom y las lentes de Fresnel (véase el subapartado 3.4.2), que nunca

han evolucionado de manera natural. En la figura 60, se muestra un esquema "metafórico" de los diversos tipos de órganos de visión existentes. Más allá de la simple fotorrecepción, los órganos de visión que podemos encontrar en el mundo animal son básicamente de dos tipos, los ojos de cámara y los ojos compuestos (que forman los dos grandes grupos de "montañas" de la figura 60), y en ambos casos podemos encontrar ojos que funcionan por simple proyección de sombra, por refracción y por reflexión. Los sistemas visuales más complejos pueden distinguir formas y colores y evaluar distancias, y necesitan áreas relativamente grandes del cerebro para procesar la información.

Figura 60. Los diversos tipos de órganos de la visión



Fuente: adaptado de Dawkins (1996)

Figura 60

Esquema de los diversos tipos de órganos de la visión existentes en el mundo animal. La altura de la montaña representa aproximadamente la complejidad de cada sistema de visión. Podéis ver dos grandes grupos: los ojos de cámara y los ojos compuestos.

Evolución y sofisticación

Hay que tener muy presente que unos organismos han desarrollado sistemas visuales muy sofisticados, mientras que otros se han mantenido muy simples. Esto no implica que unos sean mejores que otros. Cada organismo ha ido evolucionando a través de la selección de las características que les permitían reproducirse con ventaja sobre sus competidores. Un sistema visual extremadamente simple no permite "observar" el mundo que le rodea, pero por el contrario implica un consumo de recursos muy bajo y si esto ha dado una ventaja evolutiva a un organismo, es que es una solución tan buena como nuestro ojo tan sofisticado. Pensad que un ojo muy sofisticado no sirve de nada si no dispone de una unidad de procesamiento (un cerebro) capaz de interpretar una información tan compleja, y un cerebro complejo exige un gasto enorme de recursos por parte del organismo.

Vale la pena detenerse mínimamente a ver cómo funcionan los diversos tipos de ojos, ya que cada uno es un sistema óptico y los podemos entender a partir de lo que habéis visto en este módulo:

- **Ojos de cámara**. Son todos los ojos que se basan en una superficie cóncava recubierta de una capa de células fotosensibles. Entre estos podemos encontrar:

– **Ojos de copa**. Partiendo de la simple capa de células fotosensibles, se limitan a poner esta capa en una superficie cóncava. Además de proteger la zona fotosensible, esto permite, como mínimo, tener una cierta idea de la dirección de la luz incidente (ved la figura 61). No hay refracción ni reflexión, es un ojo que trabaja mediante proyección de sombra. Es el tipo de ojo más abundante, y se encuentra en un 85 % de los filos animales. Suelen ser pequeños, con un diámetro de unos 100 μm y unas 100 células.

Filo

Un filo (en latín *phylum*) es la división taxonómica que está por debajo del reino. Por ejemplo, en el reino animal (Animalia) actualmente se consideran 36 filos, de los cuales los más familiares quizás son los moluscos (Mollusca), los anélidos (Annelida), los artrópodos (Arthropoda) y los cordados (Chordata), el filo al que pertenecemos los humanos.

Figura 61. Ojo de copa

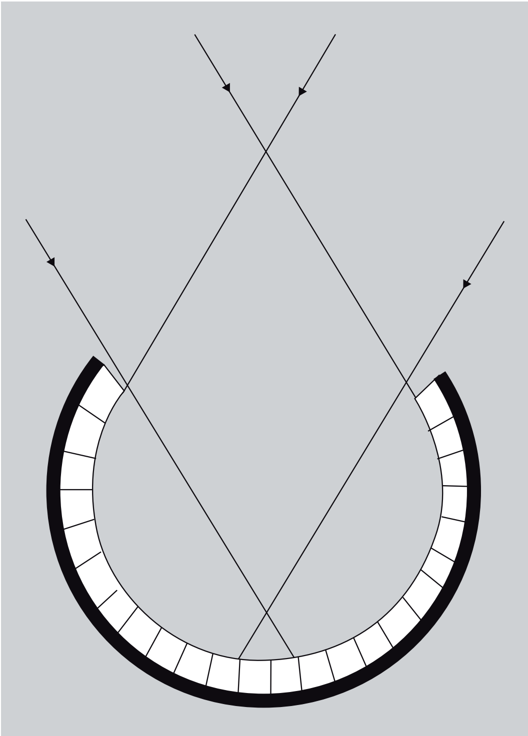


Figura 61

La capa de células fotosensibles colocada en una superficie cóncava, con propósito de protección, permite identificar la dirección de la luz.

– **Ojos estenopeicos**. Los ojos estenopeicos son ojos de copa con una abertura muy pequeña (ved la figura 62). Un ojo de copa no permite formar imágenes, pero reduciendo al máximo la abertura de la superficie cóncava se puede: a) discriminar mucho mejor la dirección de la luz, b) si la abertura es bastante pequeña, formar una imagen poco nítida de lo que se tiene delante. En este tipo de ojo tampoco hay refracción ni reflexión. Actualmente sólo se encuentra en los nautiloideos, una subclase de los cefalópodos que incluye a los nautilos.

– **Ojos con masa vítrea**. Los ojos estenopeicos solamente pueden producir buenas imágenes si la abertura es realmente muy pequeña, pero esto tiene el inconveniente de reducir la cantidad de luz disponible. Una solución es llenar todo el espacio de la superficie cóncava con un material transparente pero de un índice de refracción distinto al del aire (ved la figura 63). Esto, en primer lugar, aumenta la protección de las células fotosensibles y, en segundo lugar, permite formar imágenes. Al fin y al cabo, los ojos con una masa vítrea (más correctamente llamada *cuerpo vítreo*) funcionan igual que un dioptrio: forman la imagen de la misma manera que la forman los dioptrios que habéis estudiado en el subapartado 3.4.1. Por tanto, aquí tenemos el primer ojo que trabaja por refracción.

Figura 62. Ojo estenopeico

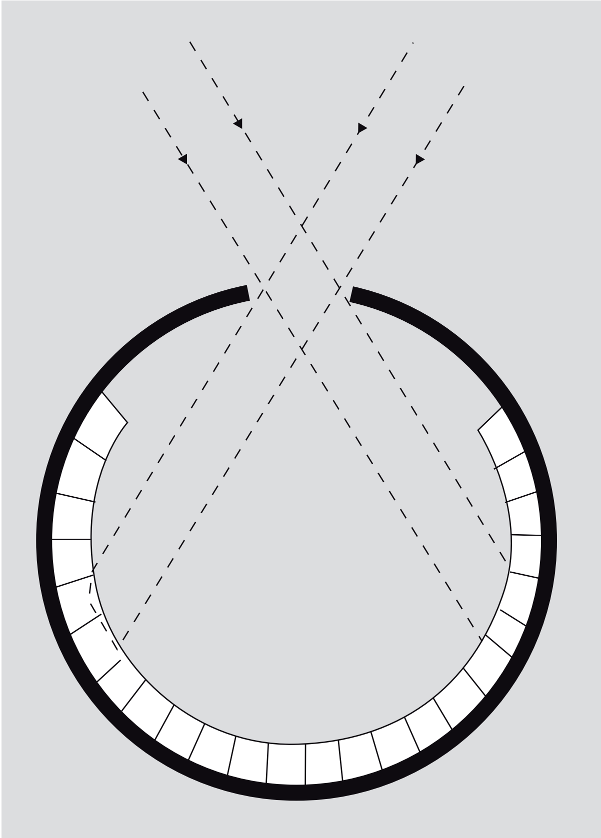


Figura 62

La cavidad donde se encuentran las células fotorreceptoras se cierra cada vez más hasta quedar abierta sólo por un orificio relativamente pequeño, llamado *estenopo*.

Figura 63. Ojo con masa vítrea (cuerpo vítreo)

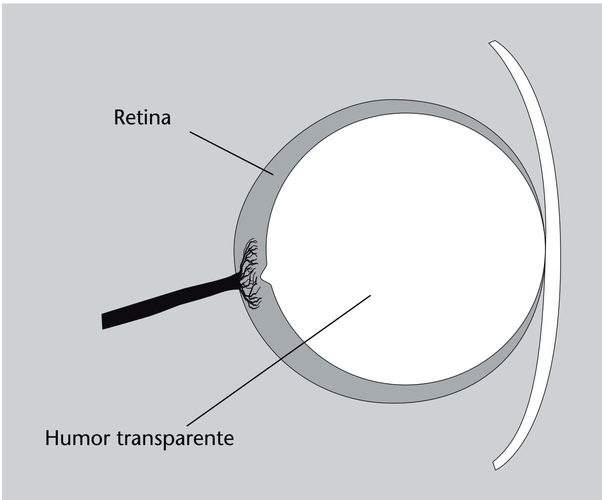


Figura 63

La cavidad cóncava donde se encuentran las células fotorreceptoras se llena de un tejido transparente a modo de protección. El tejido transparente (el cuerpo vítreo) actúa como dioptrio y permite formar imágenes con suficiente intensidad de luz.

– **Ojos con lentes**. En varios organismos, de los ojos con cuerpo vítreo se pasó a ojos con lentes, por un proceso de diferenciación progresiva de la capa de células del cuerpo vítreo más cercana al exterior. Esta capa, finalmente, se diferenció tanto que constituyó un tejido independiente, una lente (ved la figura 64). La lente permite focalizar mucho mejor y, en muchos casos, enfocar a muchas distancias diferentes variando su curvatura (mediante mecanismos diversos). Estos ojos se pueden sofisticar aún más incorporando, por ejemplo, mecanismos de control de la cantidad de luz que puede penetrar en el ojo.

Lentes de trilobites

En todos los animales actuales la lente que podemos observar en los ojos es un tejido blando, pero se sabe que en los trilobites, actualmente extinguidos, las lentes estaban formadas por cristales de calcita.

Figura 64. Ojo de lente

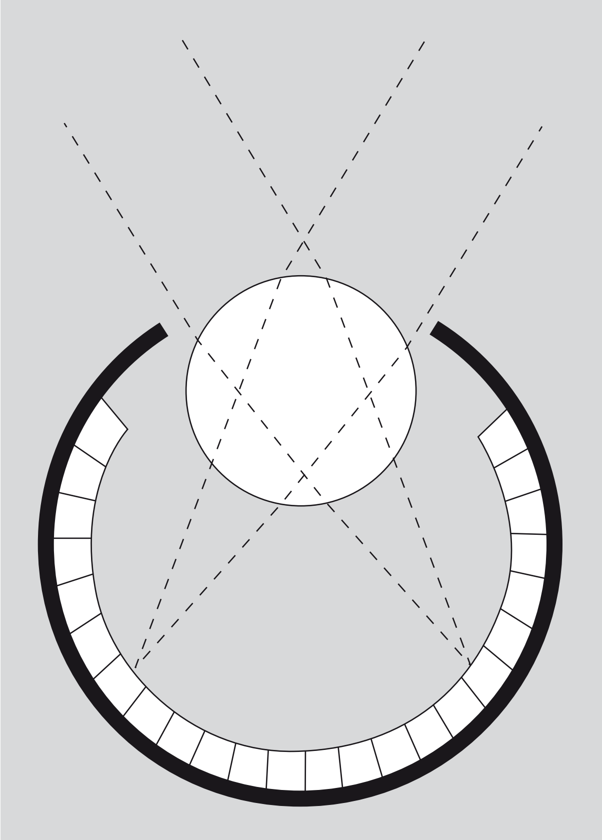


Figura 64

La diferenciación de una parte del tejido del cuerpo vítreo permite crear una lente que puede focalizar más fácilmente los objetos sobre la superficie interna, donde se encuentran las células fotorreceptoras.

– **Ojos reflectores**. No utilizan ningún tipo de lente para focalizar la luz, sino un espejo. Disponen de una capa de tejido muy reflectante que focaliza la luz hacia una capa de células fotosensibles situadas antes del tejido reflectante (ved la figura 65). Aquí tenemos, pues, un tipo de ojo que trabaja por reflexión. Hay que decir que muchos vertebrados, pese a disponer de ojos de lentes, también utilizan la reflexión, pero no para focalizar, sino para aumentar la cantidad de luz que llega a las células fotorreceptoras. Esto lo hacen con una capa de tejido reflectante, que se llama *tapetum lucidum*, situada justo detrás de la capa de tejido donde se encuentran las células fotorreceptoras (la retina), y es la responsable de los ojos brillantes que podemos observar en muchos animales (como los gatos, por ejemplo) cuando es de noche.



Foto del lepilémurido *Lepilemur randrianasoloi*. Los ojos brillantes son provocados por el *tapetum lucidum*.
Fuente: Wikimedia Commons

Figura 65. Ojo reflector

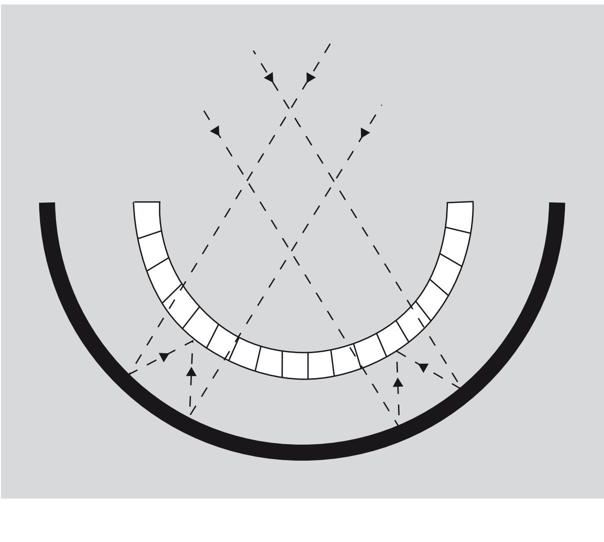


Figura 65

En lugar de utilizar la refracción, un ojo estrictamente reflector focaliza la luz sobre las células fotorreceptoras, situadas delante.

- **Ojos compuestos**. Están formados por un conjunto de pequeñas cámaras, cada una correpondiente a un grupo reducido de células fotosensibles, situadas sobre una superficie convexa y llamadas *omatidios*, como podéis ver en la figura 66. La imagen se obtiene superponiendo lo que se obtiene en cada uno de los omatidios. En comparación con los ojos de cámara, los ojos compuestos tienen un gran campo de visión, pero tienen problemas de resolución. Los ojos compuestos se encuentran en muchos artrópodos, pero también en algunos anélidos, algunos bivalvos y algunos crustáceos. En el caso de los ojos compuestos, cada omatidio individual puede trabajar por refracción o por reflexión, pero la clasificación más grande se hace en función de cómo combinan la luz los diferentes omatidios, de la siguiente manera:

– **Ojos de aposición**. Son los más habituales y en ellos cada omatidio forma una imagen que luego se suma a las otras en el cerebro del animal.

– **Ojos de superposición**. En este sistema, menos común, cada omatidio proyecta una parte de la imagen sobre las células fotorreceptoras, de modo que, en conjunto, forman la imagen completa.



Fotografía de una mosca común (*Musca domestica*), en donde pueden apreciarse sus ojos compuestos (fuente: Wikimedia Commons).

Figura 66

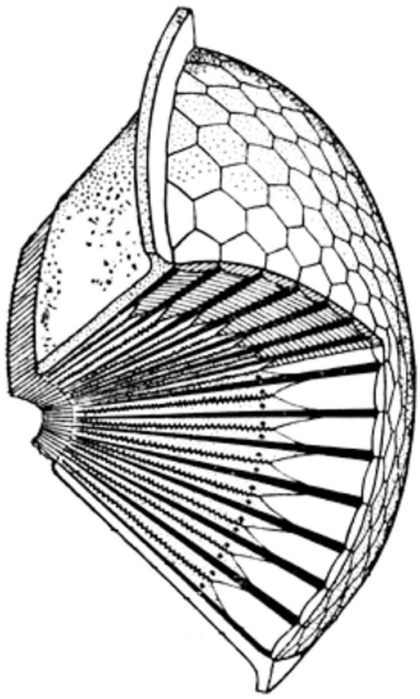


Figura 66. Ojo compuesto

El ojo compuesto está formado por una gran cantidad de pequeñas cavidades alargadas, llamadas *omatidios*, situadas sobre una superficie convexa. Cada omatidio corresponde a un grupo reducido de células fotosensibles situadas en su base, llamadas conjuntamente *rabdómero*.

Los ojos de las galeras

Los crustáceos comestibles llamados *galeras* (que forman el orden Stomatopoda) tienen unos ojos especialmente sofisticados. Son ojos compuestos con 16 tipos diferentes de células fotosensibles. Pueden detectar la polarización de la luz (una especie, *Gonodactylus smithii* es el único organismo conocido que puede detectar las dos componentes de polarización lineal y las dos de circular) y tienen visión hiperespectral, es decir, pueden

detectar no sólo la luz visible, sino también partes del ultravioleta y el infrarrojo. Cada ojo está situado sobre un apéndice y se puede mover independientemente del otro para cubrir un gran campo de visión.

Como veis, pues, hay una gran variedad de sistemas para captar los estímulos lumínicos. Sin embargo, debéis tener en cuenta que el esquema que acabamos de presentar está muy simplificado y que existen muchas variaciones y casos particulares más complejos. Ahora sólo nos queda analizar con un poco más de detalle nuestro ojo, el ojo humano.

4.2. El ojo humano

El ojo de los seres humanos, como el de todos los mamíferos, es un ojo de lente relativamente sofisticado. Podéis ver su estructura general (su anatomía) en la figura 67. La luz entra en el ojo a través de una abertura variable, la **pupila**, controlada por el **iris**, y se enfoca mediante la lente, llamada **cristalino**, y la capa transparente más externa, la **córnea**.

Figura 67. Anatomía del ojo humano

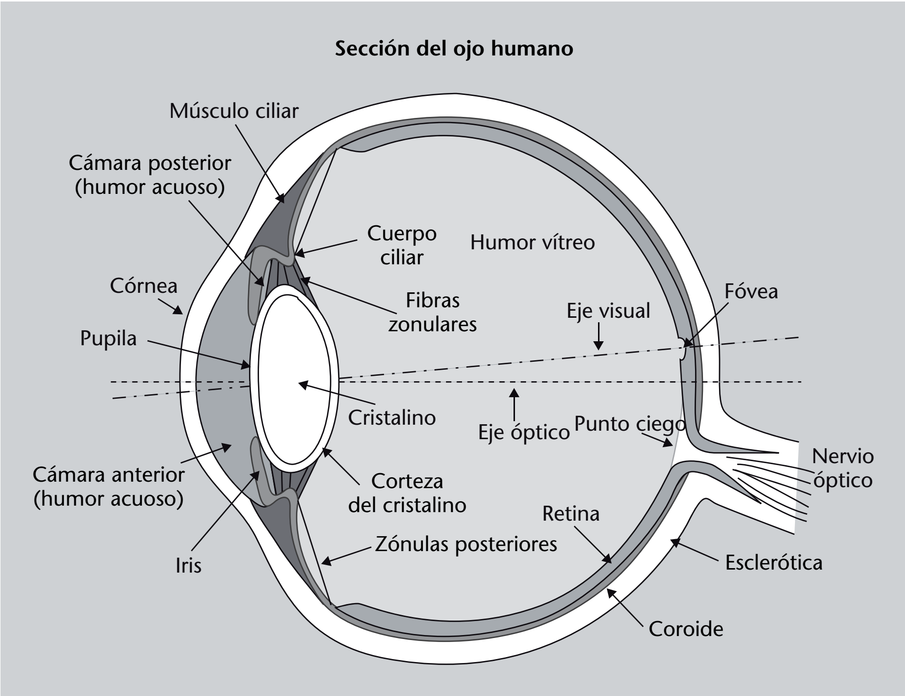


Figura 67

Esquema del ojo humano. La luz entra en el ojo a través de una abertura variable, la **pupila**, controlada por el **iris**, y se enfoca mediante la lente, llamada **cristalino**, y la capa transparente más externa, la **córnea**. El sistema córnea-cristalino enfoca las imágenes sobre una capa de tejido que recubre toda la parte interna del globo ocular, la **retina**. Esta capa está formada por un conjunto de fibras nerviosas que contienen unas estructuras, los **conos** y los **bastoncillos**, que son las células fotosensibles. Estas fibras nerviosas transmiten la información recogida hacia el nervio óptico, que se encarga de hacerla llegar al cerebro.

El papel del cristalino es modificar la distancia focal del sistema y permitir enfocar a diferentes distancias, ya que la córnea, aunque tiene un poder refractor más grande, no puede variar su distancia focal. Cuando el ojo enfoca objetos lejanos, el cristalino está relajado y se dice que el sistema córnea-lente trabaja sin acomodación.

A medida que el objeto se acerca al ojo se van tensando un conjunto de músculos llamados músculos ciliares, que aumentan la curvatura del cristalino. Este

proceso, llamado **acomodación**, tiene un límite. El punto más cercano al ojo que podemos enfocar correctamente, con acomodación máxima, se denomina **punto cercano** o **punto próximo**, que ya nos había aparecido cuando hemos explicado la lupa en el subapartado 3.4.4. El punto cercano en los humanos varía con la edad: en los niños se sitúa a unos 5 cm, pero al llegar a la edad adulta no suele estar a menos de 10 cm; con el paso de los años, la capacidad de curvar el cristalino va disminuyendo y el punto cercano está cada vez más lejos, y hacia los 60 años puede estar situado ya a 1 metro o incluso más, situación en la que no se puede leer normalmente y conocida como *presbicia*. La situación se ilustra esquemáticamente en la figura 68.

Figura 68. Punto cercano del ojo humano

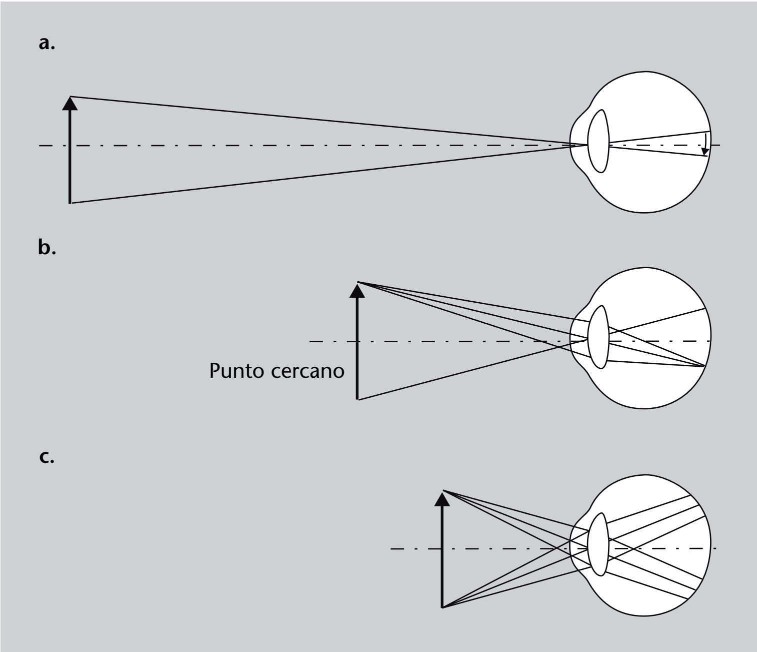


Figura 68

a. El ojo enfoca correctamente un objeto a una cierta distancia y, por tanto, crea una imagen real sobre la retina.
b. El punto cercano es el punto más cercano al ojo en el cual este todavía puede enfocar correctamente un objeto.
c. A una distancia menor que el punto cercano el ojo ya no puede crear una imagen sobre la retina.

La córnea tiene un índice de refracción aproximado de 1,37 y por eso no podemos ver muy bien dentro del agua, ya que el agua tiene un índice muy similar (1,33) y, por tanto, la refracción que puede conseguir la córnea es muy pequeña. El cristalino, por su parte, tiene un índice de refracción variable: desde 1,41 en el centro hasta 1,38 en los bordes.

El efecto Purkinje

En buenas condiciones de iluminación (visión fotópica) la máxima sensibilidad del ojo humano es para una longitud de onda de 555 nm, que corresponde a un verde-amarillo. A medida que la cantidad de luz disminuye (visión escotópica), la máxima sensibilidad se va desplazando hacia el azul. Esto se llama efecto Purkinje (del anatomista checo Jan Purkyně) y es la razón por la cual, con poca iluminación, los colores rojizos se ven muy oscuros en comparación con los azules, que se ven mucho más claros.

Como acabáis de ver, pues, el ojo humano se puede asimilar a una lente de una cierta potencia que permite formar imágenes. Ahora bien, ¿dónde forma estas imágenes? El sistema córnea-cristalino enfoca las imágenes sobre una capa de tejido que recubre toda la parte interna del globo ocular, llamada **retina**. Esta capa está formada por un conjunto de fibras nerviosas que contienen unas estructuras, los **conos** y los **bastoncillos**, que son las verdaderas células fotosensibles. Estas fibras nerviosas transmiten la información recogida hacia el nervio óptico, que se encarga de hacerla llegar al cerebro. Los bastoncillos son los más abundantes (unos 125 millones) y son muy sensibles y permiten ver con muy poca luz, pero no diferencian los colores y crean imágenes no muy nítidas (por eso en la oscuridad nos cuesta distinguir colores).

Por su parte, los conos (hay unos 7 millones) sólo funcionan con una buena iluminación, pero permiten apreciar los colores y crean imágenes muy nítidas. Hay tres tipos de conos, cada uno de los cuales contiene un pigmento diferente, que hace que cada tipo tenga sensibilidad máxima a longitudes de onda diferentes. Así, un tipo es muy sensible a longitudes de onda largas (amarillo), otro a longitudes de onda medias (verde) y el tercer tipo lo es a longitudes de onda cortas (azul). De esta manera podemos reconocer un color en función del grado de respuesta de cada uno de los tres tipos de conos a ese color.

El daltonismo

Cualquier trastorno del ojo que impida percibir correctamente los colores se denomina *discromatopsia*. El tipo más conocido es el *daltonismo*, que normalmente hace referencia al *dicromatismo* o *dicromatopsia*, consistente en la falta de uno de los tres pigmentos de los conos. Según cuál sea el que falta, el amarillo, el verde o el azul, se habla de *protanopía*, *deuteranopía* y *tritanopía*, respectivamente. El daltonismo afecta aproximadamente a un 8 % de los hombres y a un 0,5 % de las mujeres. La causa de la diferencia entre hombres y mujeres es que la mayoría del daltonismo es hereditario y está ligado a mutaciones del cromosoma X. Los hombres sólo tienen un cromosoma X, pero como las mujeres tienen dos, si uno de ellos contiene la mutación y el otro no, el defecto no se manifestará.

El punto de salida del nervio óptico no contiene receptores y, por tanto, no es sensible a la luz y se conoce como *punto ciego*. Cerca de este punto, sin embargo, hay una zona de unos 3 mm de diámetro que se conoce con el nombre de **mácula** y, en su interior, una pequeña zona de 0,3 mm de diámetro conocida como **fóvea**. Estas regiones no contienen bastoncillos y los conos están muy densamente repartidos, por lo que es la zona del ojo que proporciona la información más detallada en condiciones de buena iluminación.

4.3. ¿Qué hemos aprendido?

En estos párrafos hemos dado una visión general de los diferentes sistemas de visión de los seres vivos, en cuanto sistemas ópticos simples asimilables a dioptrios, lentes y espejos. Dentro de una gran variedad de tipos de ojos podemos diferenciar dos: ojos de cámara y ojos compuestos. Es importante darse cuenta de que, en ambos casos, podemos encontrar ojos que trabajan por proyección de sombra, por refración (como un dioptrio o como una lente) y por reflexión (como un espejo).

Por último, hemos repasado brevemente el ojo de los seres humanos, un ojo de lente relativamente sofisticado. La anatomía y la fisiología del sistema visual humano es mucho más compleja de lo que hemos explicado aquí, pero vale la pena conocer aproximadamente cómo funciona nuestro ojo.

5. Problemas resueltos

5.1. Enunciados

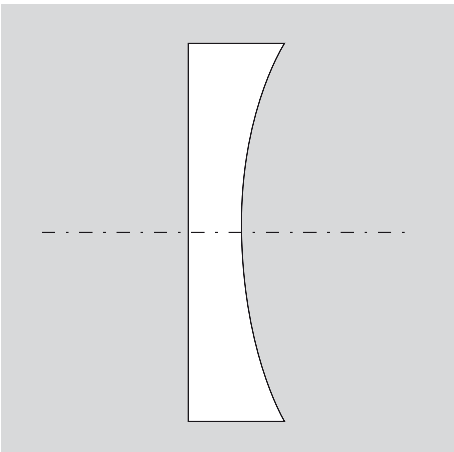
1. El índice de refracción del vidrio flint de silicato es 1,66 para una longitud de onda de 400 nm y 1,61 para una longitud de onda de 700 nm. Determinad los ángulos de refracción para estas longitudes de onda en el caso de un rayo de luz que incide sobre el vidrio con un ángulo de 45° procedente del aire.

2. Un rayo de luz procedente del aire entra en un material transparente con un ángulo de incidencia de 48° y se observa que se refracta formando un ángulo de 32°.

a) ¿Cuál es el índice de refracción del material?
b) ¿Cuál es la velocidad de la luz en el material?

3. Determinad la distancia focal de una lente planocóncava, como la de la figura 69, cuyo lado cóncavo tiene un radio de curvatura de 0,1 metros. La lente está hecha de un material de vidrio de índice de refracción 1,5. ¿Qué potencia tiene esta lente?

Figura 69. Una lente planocóncava



4. Un objeto que tiene una altura de 1,5 cm se coloca delante de una lente convergente de distancia focal 3,0 cm. Encontrad la posición y el tamaño de la imagen que la lente crea del objeto si:

a) la distancia entre la lente y el objeto es de 10,0 cm.
b) la distancia entre la lente y el objeto es de 2,0 cm.

5. Una lámpara y una pantalla están separadas 4,0 m. Se coloca una lente convergente entre las dos y la lente proyecta una imagen de la lámpara sobre la pantalla que es el doble de grande que la lámpara e invertida, tal como mostramos en la figura 70. ¿Cuál es la distancia focal de la lente?

Figura 70. Situación estudiada en el problema 5

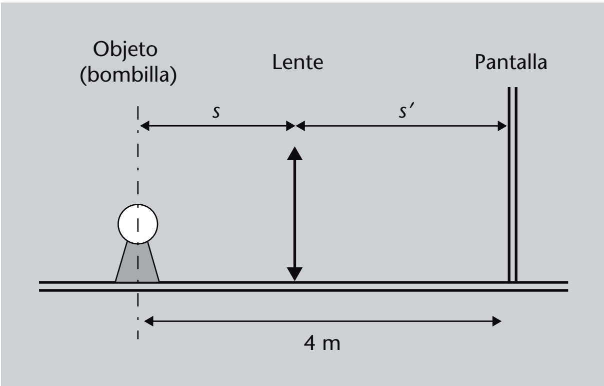


Figura 70

Una lámpara y una pantalla están separadas 4,0 m. Se coloca una lente convergente entre las dos y la lente proyecta una imagen de la lámpara sobre la pantalla. La distancia entre la lámpara y la lente es s; la distancia entre la lente y la pantalla es s'.

6. Un rayo de luz incide con un ángulo θ_1 sobre una lámina plana de vidrio de espesor d. El rayo se refracta en la primera superficie, atraviesa el vidrio, se vuelve a refractar en la segunda superficie y sale de la lámina de vidrio. Demostrad que, tras atravesar la lámina, el rayo de luz tiene la misma dirección que tenía antes de atravesarla (es decir, sale con el mismo ángulo θ_1 que tenía antes de entrar), aunque desplazado, como podéis ver en la figura 71.

Figura 71. Situación estudiada en el problema 6

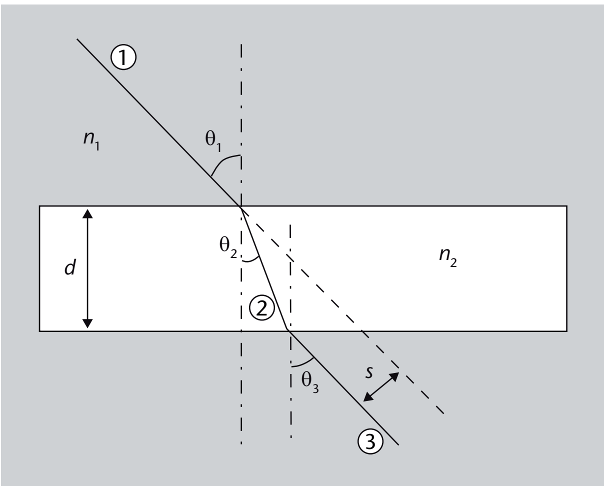
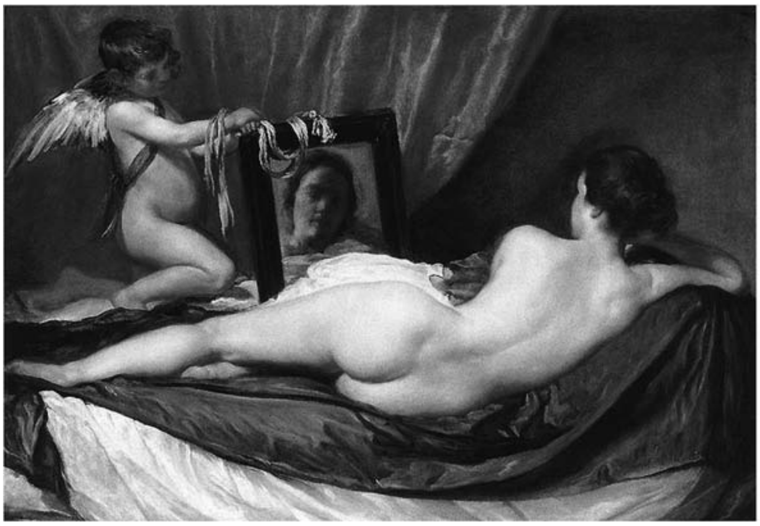


Figura 71

Una lámina de vidrio de espesor d refracta un rayo de luz procedente del aire dos veces: al entrar y al salir. El rayo de luz incide con un ángulo θ_1.

7. Observad la pintura de Velázquez *Venus del espejo* en la figura 72. ¿La mujer se está mirando al espejo? ¿Qué o a quién ve la mujer? Dibujad un pequeño esquema con el espejo y los rayos de luz que llegan a los ojos de la mujer y a los ojos del espectador (nosotros). [Adaptado de Hecht (1986)]

Figura 72. *Venus del espejo*, de Diego Velázquez



8. ¿Cuál es el ángulo del cono de aceptación en el aire de una fibra que tiene un núcleo con índice de refracción 1,492 y un revestimiento con índice de refracción 1,489? Consultad la figura 10 para tener a mano un esquema con los diversos ángulos implicados.

9. Calculad la diferencia de tiempo existente entre el tiempo que tarda en recorrer una fibra óptica de 15 km un rayo que penetra normalmente (es decir, que forma un ángulo de 0° con la horizontal) y un rayo que penetra con el ángulo máximo del cono de aceptación. Utilizad la figura 10 y suponed que $n_1 = 1$, $n_2 = 1{,}492$ y $n_3 = 1{,}489$ (son los mismos datos del problema anterior).

5.2. Soluciones

1. Este problema es una aplicación directa de la ley de Snell, que se expresa con la ecuación 5:

$$n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \operatorname{sen}\theta_2 \qquad (80)$$

Hemos de solucionar el problema para dos longitudes de onda diferentes y en ambos casos sabemos:

- el índice de refracción del primer medio, el aire: $n_1 = 1$,
- el ángulo de incidencia: $\theta_1 = 45°$,
- el índice de refracción del segundo medio, el vidrio: $n_2 = 1{,}66$ (para $\lambda = 400$ nm) y $n_2 = 1{,}61$ (para $\lambda = 700$ nm).

Así:

a) Para $\lambda = 400$ nm, la ley de Snell resulta:

$$1 \cdot \operatorname{sen} 45° = 1{,}66 \cdot \operatorname{sen}\theta_2 \qquad (81)$$

Despejamos θ_2:

$$\theta_2 = \arcsin \frac{1 \cdot \operatorname{sen} 45^\circ}{1{,}66} \tag{82}$$

que nos da:

$$\theta_2 = 25{,}2^\circ \tag{83}$$

b) Para $\lambda = 700$ nm, la ley de Snell resulta:

$$1 \cdot \operatorname{sen} 45^\circ = 1{,}61 \cdot \operatorname{sen} \theta_2 \tag{84}$$

Despejamos θ_2:

$$\theta_2 = \arcsin \frac{1 \cdot \operatorname{sen} 45^\circ}{1{,}61} \tag{85}$$

que nos da:

$$\theta_2 = 26{,}1^\circ \tag{86}$$

2.

a) Este problema también es una aplicación directa de la ley de Snell, la ecuación 5:

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \tag{87}$$

En este caso sabemos:

- el índice de refracción del primer medio, el aire: $n_1 = 1$,
- el ángulo de incidencia: $\theta_1 = 48^\circ$,
- el ángulo de refracción: $\theta_2 = 32^\circ$.

Por tanto:

$$1 \cdot \operatorname{sen} 48^\circ = n_2 \operatorname{sen} 32^\circ \tag{88}$$

De ahí:

$$n_2 = \frac{1 \cdot \operatorname{sen} 48^\circ}{\operatorname{sen} 32^\circ} = 1{,}40 \tag{89}$$

b) Ahora recordad, como hemos dicho en el subapartado 2.2.2, que el índice de refracción de un medio es igual al cociente entre la velocidad de propagación de la luz en el vacío, c_0, y la velocidad de propagación de la luz en ese medio, c (ecuación 1):

$$n = \frac{c_0}{c} \tag{90}$$

En nuestro caso acabamos de determinar que n es 1,40, por tanto:

$$c = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{1{,}40} \tag{91}$$

Como el valor de c_0 es $3 \cdot 10^8$ m/s, tenemos que la velocidad de la luz en el medio considerado es:

$$c = \frac{3 \cdot 10^8}{1{,}40} = 2{,}14 \cdot 10^8 \text{ m/s} \tag{92}$$

es decir, 214.000 kilómetros por segundo.

3. En este problema nos piden la distancia focal de una lente, f, sabiendo sus radios de curvatura. Esto se puede encontrar mediante aplicación directa de la fórmula del constructor de lentes (ecuación 57):

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \tag{93}$$

en donde conocemos:

- el índice de refracción de la lente: $n = 1$,
- los dos radios de curvatura:
  - el lado plano de la lente tiene un radio de curvatura infinito, ya que una línea recta se puede considerar siempre una circunferencia de radio infinito: $r_1 \rightarrow \infty$,
  - el lado cóncavo de la lente tiene un radio positivo, según el convenio de signos que hemos establecido en el subapartado 3.4.1: $r_2 = 0{,}1$ m.

Si introducimos todo esto en la fórmula del constructor de lentes, obtenemos:

$$\frac{1}{f} = (1{,}5-1)\left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{0{,}1}\right) \tag{94}$$

Haciendo los cálculos encontramos que

$$f = 0{,}2 \text{ m} \tag{95}$$

También nos piden la potencia óptica de esta lente. Recordad que, como hemos visto en el subapartado 3.3.1, la potencia de una lente es simplemente:

$$P = \frac{1}{f} \tag{96}$$

de manera que en nuestro caso,

$$P = \frac{1}{0{,}2} = 5 \text{ dioptrías} \tag{97}$$

4.

a) Como sabemos la distancia focal y la distancia del objeto a la lente, podemos utilizar la fórmula de las lentes delgadas, ecuación 58:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \tag{98}$$

en donde sabemos:

- la distancia del objeto: $s = 0{,}1$ m,
- la distancia focal de la lente: $f = 0{,}03$ m.

Con estos valores obtenemos:

$$\frac{1}{0{,}1} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{0{,}03} \tag{99}$$

de donde

$$s' = 0{,}043 \text{ m} \tag{100}$$

Se trata de una imagen real, que se forma a 4,3 cm por detrás de la lente. El aumento lo podemos encontrar a partir de la ecuación 59, ya que conocemos s y s':

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{0{,}043}{0{,}10} = -0{,}43 \tag{101}$$

Como la altura del objeto es 1,5 cm, la altura de la imagen será –0,43 · 1,5, es decir, 0,64 cm e invertida.

b) Estamos en la misma situación que en el caso a), sólo cambia la distancia del objeto, es decir, sabemos:

- la distancia del objeto: $s = 0{,}02$ m,
- la distancia focal de la lente: $f = 0{,}03$ m.

Con estos valores obtenemos:

$$\frac{1}{0{,}02} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{0{,}03} \qquad (102)$$

de donde

$$s' = -0{,}06 \text{ m} \qquad (103)$$

Se trata de una imagen virtual, que se forma a 6 cm por delante de la lente. El aumento lo podemos encontrar a partir de la ecuación 59, ya que conocemos s y s':

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{-0{,}06}{0{,}02} = 3 \qquad (104)$$

Como la altura del objeto es 1,5 cm, la altura de la imagen será $3 \cdot 1{,}5$, es decir, 4,5 cm y derecha.

5. En este problema el único dato que sabemos es que el aumento m es igual a –2, ya que nos dicen que la imagen es el doble de grande e invertida. Como el aumento está determinado por la ecuación 59:

$$m = -\frac{s'}{s} \qquad (105)$$

tenemos que

$$-\frac{s'}{s} = -2 \qquad (106)$$

Por lo tanto, de esta ecuación, $s' = 2s$. También sabemos que la distancia del objeto (la lámpara) a la imagen (la pantalla) es de 4 metros. Ahora pensad un momento en que la distancia del objeto a la imagen es igual a la distancia del objeto a la lente más la distancia de la lente a la imagen, de forma que:

$$s + s' = 4 \text{ m} \qquad (107)$$

pero ya hemos visto que $s' = 2s$, de donde

$$s + 2s = 4 \qquad \Rightarrow \qquad s = \frac{4}{3} \text{ m} \qquad (108)$$

y en consecuencia $s' = 8/3$. Ahora ya sabemos:

- la distancia del objeto a la lente: $s = 4/3$ m,
- la distancia de la lente a la imagen: $s' = 8/3$ m.

Con estos datos ya podemos utilizar la fórmula de las lentes delgadas, ecuación 58,

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \tag{109}$$

para encontrar f. Sustituimos los valores:

$$\frac{1}{4/3} + \frac{1}{8/3} = \frac{1}{f} \tag{110}$$

Hacemos los cálculos y llegamos, finalmente, a:

$$f = 0{,}89 \text{ m} \tag{111}$$

6. En este problema nos piden que demostremos que el ángulo θ_3 de la figura es, en realidad, igual a θ_1. Planteamos las ecuaciones de la refracción (ley de Snell, ecuación 5) para la primera y la segunda refracción, a la entrada y a la salida del trozo de vidrio:

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \tag{112}$$

$$n_2 \operatorname{sen} \theta_2 = n_1 \operatorname{sen} \theta_3 \tag{113}$$

Fijaos que tenemos un trozo de vidrio dentro de un medio cualquiera, es decir, el trozo de vidrio está rodeado de este medio, por lo que el medio de entrada en la primera refracción es el mismo que el medio de salida en la segunda refracción y utilizamos el mismo índice de refracción n_1. Fijaos también como, ya que la lámina de vidrio es plana y, por tanto, sus lados son paralelos, el ángulo de refracción en la primera refracción es igual al ángulo de incidencia en la segunda refracción, θ_2.

Ahora despejamos $\operatorname{sen} \theta_3$ en la ecuación 113 de la segunda refracción:

$$\operatorname{sen} \theta_3 = \frac{n_2}{n_1} \operatorname{sen} \theta_2 \tag{114}$$

Pero podemos obtener $\operatorname{sen} \theta_2$ a partir de la ecuación 112 de la primera refracción:

$$\operatorname{sen} \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \operatorname{sen} \theta_1 \tag{115}$$

Sustituimos esto en la ecuación 114 y tenemos:

$$\operatorname{sen}\theta_3 = \frac{n_2}{n_1}\frac{n_1}{n_2}\operatorname{sen}\theta_1 \tag{116}$$

de donde nos queda:

$$\operatorname{sen}\theta_3 = \operatorname{sen}\theta_1 \tag{117}$$

Esto sólo puede cumplirse si $\theta_3 = \theta_1$ o $\theta_3 = \theta_1 + \pi$. Ahora bien, el segundo caso es imposible, porque no puede salir nungún rayo refractado con ángulos superiores a $\pi/2$. Por tanto, sólo nos queda la posibilidad que:

$$\theta_3 = \theta_1 \tag{118}$$

¡que es lo que queríamos demostrar!

Si queréis, como ejercicio complementario os dejamos la tarea de determinar el desplazamiento que ha sufrido el rayo, *s*, en función del ángulo de incidencia θ_1 y el espesor *d*.

7. Lo primero que hay que observar es el hecho de que nosotros, el espectador, vemos la cara de la mujer en el espejo. Esto quiere decir que los rayos de luz que salen de la cara de la mujer, después de reflejarse en el espejo llegan a donde estamos nosotros. Por tanto, la mujer no se está mirando en el espejo y no hay ningún rayo de luz procedente de su cara que, tras reflejarse, vuelva a sus ojos. Podéis ver esto en el esquema de la figura 73.

Figura 73. Esquema para el cuadro *Venus del espejo*, de Diego Velázquez

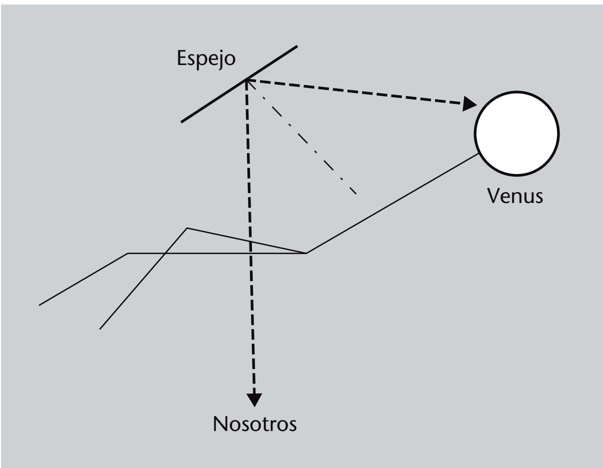


Figura 73

Si nosotros estamos viendo la cara de la mujer, es que ella nos está viendo a nosotros, como podéis comprobar en el esquema, siguiendo el rayo de luz que hemos trazado entre sus ojos y nosotros.

Hemos visto que la mujer no se puede ver en el espejo. ¿Qué ve, pues? Hemos establecido que los rayos que salen de su cara llegan a nuestros ojos. Así, los ra-

yos que salen de nuestra cara, después de reflejarse, irán a parar, precisamente, a su cara. Es decir, ¡la mujer nos está mirando!

8. Sabemos que la mitad del ángulo del cono de aceptación corresponde al ángulo crítico en la separación entre el núcleo y el revestimiento. Un rayo que llegue a la fibra con el ángulo del cono de aceptación estará justo en el límite de ser reflejado totalmente, es decir, llegará el revestimiento con el ángulo crítico θ_c.

Si observáis la figura 10 podéis ver que si podemos determinar el ángulo crítico (ecuación 11), podremos saber immediatamente el ángulo θ_2, ya que a partir del triángulo rectángulo formado por los lados a, b y c tenemos que $\theta_2 = \pi/2 - \theta_c$. Y una vez sepamos θ_2 podremos encontrar θ_1 aplicando la ley de Snell (ecuación 5).

Los datos que sabemos son:

- Los índices de refracción del aire: $n_1 = 1$,
- Los índices de refracción del nucleo: $n_2 = 1{,}492$,
- Los índices de refracción del revestimiento: $n_3 = 1{,}489$.

Comenzamos, pues, calculando el ángulo crítico en la frontera núcleo-revestimiento. Según la ecuación 11,

$$\theta_c = \arcsen \frac{n_3}{n_2} = \arcsen \frac{1{,}489}{1{,}492} = 1{,}5073 \text{ rad } (86{,}36^\circ) \qquad (119)$$

Como hemos dicho antes, a partir de θ_c podemos encontrar θ_2, ya que

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_c \qquad (120)$$

por tanto,

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - 1{,}5073 = 0{,}0634 \text{ rad } (3{,}64^\circ) \qquad (121)$$

Ahora, aplicando la ley de Snell (ecuación 5):

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \qquad (122)$$

tenemos que

$$\theta_1 = \arcsen \frac{n_2}{n_1} \operatorname{sen} \theta_2 = \arcsen \frac{1{,}492}{1} \operatorname{sen} 0{,}0634 = 0{,}0947 \text{ rad } (5{,}43^\circ) \qquad (123)$$

Por tanto, la mitad del cono de acceptación es 5,43° y todo el cono de acceptación abarca un ángulo de 10,86°.

9. A partir de la figura 10 podéis ver que mientras un rayo que penetre horizontalmente en la fibra recorrerá una distancia a, un rayo que penetre con el ángulo del cono de aceptación recorrerá una distancia c.

Fijaos que la relación entre las distancias a y c es el coseno del ángulo θ_2:

$$\cos\theta_2 = \frac{a}{c} \tag{124}$$

Ya hemos calculado este valor en el problema anterior, y era

$$\theta_2 = 0{,}0634 \text{ rad } (3{,}64°) \tag{125}$$

Por tanto,

$$\frac{a}{c} = \cos\theta_2 = 0{,}9979 \tag{126}$$

Esta es la relación entre cualquier distancia recorrida horizontalmente, x_a, y la recorrida formando el ángulo máximo permitido en la fibra, x_c. Así:

$$x_c = \frac{x_a}{0{,}9979} = 1{,}0020x_a \tag{127}$$

Es decir, la distancia recorrida formando el ángulo máximo permitido es 1,002 veces superior a la distancia recorrida horizontalmente. Ahora bien, nos dicen que la fibra tiene una longitud de 15 km. Por tanto, el rayo que entra con el ángulo máximo del cono de acceptación habrá recorrido:

$$1{,}0020 \cdot 15.000 = 15.030 \text{ m} \tag{128}$$

Resumiendo:

- El rayo que viaja horizontalmente recorre 15.000 metros: x_a = 15.000 m.
- El rayo que viaja formando el máximo permitido en la fibra recorre 15.030 metros: x_c = 15.030 m.

De hecho, nos piden cuál es la diferencia de tiempo empleado por cada uno de los rayos. De la cinemática básica recordad que el espacio recorrido es igual a la velocidad por el tiempo:

$$x = v \cdot t \tag{129}$$

y, por tanto,

$$t = \frac{x}{v} \tag{130}$$

El espacio que han recorrido los dos rayos ya lo sabemos (lo acabamos de calcular) y la velocidad es la velocidad de la luz en este medio, que nos dicen que tiene un índice de refracción de 1,492. Recordad que el índice de refracción es el cociente entre la velocidad de la luz en el vacío, c_0, y la velocidad de la luz en un medio, c. Por tanto, como (ecuación 1):

$$n = \frac{c_0}{c} \tag{131}$$

en este medio la velocidad de la luz es

$$c = \frac{c_0}{n} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,492} = 2,01 \cdot 10^8 \text{ m/s} \tag{132}$$

Ya sabemos la velocidad y podemos calcular el tiempo a partir de la ecuación 130. Para el rayo horizontal:

$$t_a = \frac{x_a}{c} = \frac{15.000}{2,01 \cdot 10^8} = 7,463 \cdot 10^{-5} \text{ s} \tag{133}$$

Es decir, 74,63 microsegundos. Para el rayo inclinado:

$$t_c = \frac{x_c}{c} = \frac{15.030}{2,01 \cdot 10^8} = 7,478 \cdot 10^{-5} \text{ s} \tag{134}$$

Recordad que 1 μs = 10^{-6} s.

que son 74,78 microsegundos. Así, la diferencia de tiempo, Δt, es:

$$\Delta t = t_c - t_a = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ s} \tag{135}$$

Hemos resuelto el problema de forma particular. Si queréis podéis intentar demostrar que, en general, para una fibra en aire, la diferencia de tiempo estará determinada por:

$$\Delta t = \frac{x_a c_0}{\sqrt{n_2^2 - \text{sen}^2\,\theta_1}} \tag{136}$$

en donde, si recordáis, x_a es la longitud de la fibra, c_0 es la velocidad de la luz en el vacío, n_2 es el índice de refracción del núcleo de la fibra y θ_1 es el ángulo de incidencia del rayo de luz. Os lo dejamos como ejercicio complementario.

Resumen

En la introducción de este módulo dijimos que a lo largo de estas páginas intentaríamos responder a algunas preguntas sobre la luz. ¿Qué hemos respondido y qué hemos dejado para módulos posteriores?

Hemos visto que la luz es una onda electromagnética de unas frecuencias determinadas, pero no hemos insistido mucho sobre el tema, lo hemos comentado para saber de qué estábamos hablando. Para entender bien cómo son las ondas electromagnéticas y qué características tienen, deberéis pasar al módulo "Propagación de ondas electromagnéticas".

Dejando esto a un lado, sí que hemos podido responder a la pregunta de cómo se comporta la luz en las situaciones más simples y, en concreto, qué le pasa cuando se encuentra con un material opaco (rebota, se refleja, totalmente o en parte, y de forma especular o difusa) y qué le pasa cuando se encuentra con un material transparente distinto del que estaba viajando (se refracta, es decir, se desvía). Con ello hemos establecido las leyes básicas de la óptica geométrica.

Después hemos aprovechado este hecho no sólo para ver qué le pasa a la luz, sino para hacerle hacer lo que nosotros queremos, es decir, para reflejarla o refractarla de la manera que nos interese. Y algo que nos interesa es formar imágenes de objetos. Hemos visto que esto lo podemos conseguir con elementos como dioptrios, lentes o espejos. Es más, con combinaciones de estos elementos podemos formar instrumentos más sofisticados y potentes, como son los microscopios y los telescopios.

Ahora bien, hay que tener en cuenta que hacer todo esto con las leyes de la óptica geométrica que habíamos obtenido puede llegar a ser bastante laborioso, por lo que hemos utilizado una simplificación, la aproximación paraxial, que es bastante válida en muchos casos. Sabiendo que hemos utilizado una aproximación, lo que también hemos hecho es ver en qué grado esta aproximación falla en los casos en que ya no se puede utilizar. Lo hemos hecho al estudiar las aberraciones, las diferencias entre el comportamiento real de un sistema óptico y lo que dice la aproximación paraxial.

En todo este recorrido también hemos tenido oportunidad de comprender el funcionamiento de las fibras ópticas, de los medios con un índice de refracción no uniforme y hemos analizado brevemente los diversos sistemas de visión de los seres vivos.

Ahora, equipados con estos conocimientos, ya os podéis enfrentar a una descripción mucho más detallada y sofisticada de la luz, en particular, y de las ondas electromagnéticas, en general.

Ejercicios de autoevaluación

1. El ángulo de refracción de la luz...
a) es siempre más pequeño que el ángulo de incidencia.
b) es siempre más grande que el ángulo de incidencia.
c) a veces es más pequeño y a veces más grande que el ángulo de incidencia.
d) siempre es igual al ángulo de incidencia.

2. Cuando el aumento de un sistema óptico es negativo, la imagen que produce es...
a) más grande que el objeto.
b) igual que el objeto.
c) invertida respecto al objeto.
d) más pequeña que el objeto.

3. La imagen de un objeto formada por una lente convergente...
a) siempre es real e invertida.
b) siempre es virtual y más grande.
c) puede ser real.
d) siempre es virtual y más pequeña.

4. El vidrio de una lente convergente tiene un índice de refracción de 1,6. Cuando la lente está en el aire su distancia focal es de 30 cm. Cuando la sumergimos en agua (índice de refracción de 1,33) su distancia focal es...
a) superior a 30 cm.
b) la misma, 30 cm.
c) inferior a 30 cm.
d) –30 cm.

5. Un objeto está situado a 40 cm de una lente de distancia focal –10 cm. La imagen que la lente da de este objeto es...
a) real, invertida y más pequeña.
b) virtual, no invertida y más pequeña.
c) virtual, no invertida y más grande.
d) real, invertida y más grande.

6. Un helicóptero está volando sobre un lago helado a una altura de 324 m. El piloto ve su imagen reflejada en el hielo a una distancia...
a) de 648 m.
b) de 324 m.
c) que depende del ángulo en que mire el piloto.
d) que no podemos calcular porque no sabemos el índice de refracción del hielo.

7. En la superficie de separación entre dos medios transparentes, un rayo de luz se encuentra a 45° con la normal en el medio que tiene un índice de refracción de 1,14. Al otro lado, el rayo forma un ángulo de 31,79°. Por tanto, el índice de refracción de este segundo medio es...
a) 1,53.
b) 1,02.
c) imposible de calcular, porque faltan datos.
d) 1,14.

8. En el ojo humano, los elementos que más contribuyen a formar la imagen (es decir, los elementos más refractores) son...
a) el iris y el cristalino.
b) el cristalino y la córnea.
c) el iris y la retina.
d) el cristalino y ningún otro.

9. La aberración cromática...
a) se produce en sistemas dióptricos.
b) se produce en sistemas catóptricos.
c) se produce en todo tipo de sistemas ópticos.
d) no se produce con luz blanca.

10. Un doblete acromático...
a) elimina la aberración cromática.
b) corrige la aberración cromática sólo para dos colores.
c) aumenta la dispersión del sistema óptico.
d) duplica la potencia de un sistema óptico.

11. Un material que disperse mucho la luz...
a) tendrá un número de Abbe pequeño.
b) tendrá un gran poder refractor.
c) provocará poca aberración cromática.
d) provocará mucha aberración esférica.

12. Un hombre invisible, ¿podría ver?
a) Sí.
b) No.
c) Es imposible saberlo.
d) Sólo si se pusiera gafas.

Solucionario

1. c; **2.** c; **3.** c; **4.** a; **5.** b; **6.** a; **7.** a; **8.** b; **9.** a; **10.** b; **11.** a; **12.** b

Glosario

aberración *f* Diferencia entre la imagen real producida por un sistema óptico y la imagen calculada según la aproximación paraxial.

acomodación *f* Capacidad del ojo humano de variar el poder refractor del cristalino mediante un cambio de su radio de curvatura.

ametropía *f* Trastorno en el que el ojo humano no puede enfocar correctamente objetos sobre la retina.

anamorfosis *f* Distorsión de una imagen de manera que sólo se puede observar correctamente con ayuda de algún instrumento óptico o desde un punto concreto del espacio.

aproximación de Gauss *f* Véase **aproximación paraxial**.

aproximación paraxial *f* Aproximación utilizada en óptica geométrica que se puede aplicar cuando todos los ángulos implicados son suficientemente pequeños para sustituir sus senos y tangentes por los ángulos correspondientes. La aproximación es válida cuando todas las distancias perpendiculares al eje óptico son pequeñas en comparación con las distancias longitudinales.
sin. **aproximación de Gauss**

aumento *m* Relación entre las dimensiones de la imagen de un objeto creado por un sistema óptico y las dimensiones del objeto.

camino óptico *m* Distancia que recorrería la luz en el vacío en un tiempo igual al que tarda en recorrer una distancia especificada en un medio material. Matemáticamente equivale a la integral del índice de refracción de un medio sobre la línea entre dos puntos de este medio.

catadióptrico -a *adj* Dicho del sistema óptico que trabaja por refracción y reflexión a la vez.

catóptrico -a *adj* Dicho del sistema óptico que sólo trabaja por reflexión.

constringencia *f* Véase **número de Abbe**.

dioptría *f* Unidad de medida de potencia de un sistema óptico igual al inverso de un metro.

dioptrio *m* Superficie de separación entre dos medios de índices de refracción diferentes.

dióptrico -a *adj* Dicho del sistema óptico que sólo trabaja por refracción.

dispersión *f* Variación del índice de refracción de un medio en función de la frecuencia de la luz que lo atraviesa.

distancia focal *f* Distancia del plano principal al foco de un sistema óptico en la aproximación paraxial.

efecto Purkinje *m* Desplazamiento de la longitud de onda por el cual el ojo humano es más sensible hacia el azul en condiciones de poca iluminación.

elementos cardinales *m pl* Conjunto de parámetros que definen un sistema óptico.

espejo *m* Sistema óptico formado por una superficie que refleja la luz.

estenopo *m* Abertura muy pequeña en una cavidad.

fibra óptica *f* Fibra de material transparente que se utiliza para conducir luz de forma confinada mediante la reflexión interna total de la luz en sus paredes.

foco *m* Punto donde convergen los rayos de luz que llegan al sistema paralelos al eje óptico después de atravesar el sistema óptico, o bien punto para el cual los rayos de luz que proceden del mismo salen paralelos al eje óptico después de atravesar un sistema óptico.

fotosensible *adj* Dicho de un elemento, natural o artificial, que al recibir luz provoca algún tipo de respuesta.

hipermetropía *f* Trastorno del ojo humano en que este no puede enfocar correctamente objetos cercanos.

imagen *f* Figura formada por el conjunto de intersecciones de los rayos luminosos procedentes de cada uno de los puntos de un objeto, en el caso de una imagen real, o bien por el conjunto de intersecciones de las prolongaciones de los rayos luminosos, en el caso de una imagen virtual, después de ser modificada su trayectoria al atravesar un sistema óptico.

índice de refracción *m* Relación entre la velocidad de propagación de la luz en el vacío y la velocidad de propagación de la luz en un medio determinado.

lente *f* Sistema óptico formado por dos dioptrios.

lente de Fresnel *f* Lente constituida por segmentos anulares que equivale a una lente completa sin su parte interna.

luz *f* Radiación electromagnética que puede impresionar las células de la retina del ojo humano. El intervalo de longitudes de onda de la luz se encuentra entre unos 400 nm, correspondiente a luz violeta, y unos 700 nm, correspondiente a luz roja.

medio de gradiente de índice *m* Medio en el que el índice de refracción varía gradualmente en el espacio.
sin. **medi GRIN**

medio GRIN *m* Véase **medio de gradiente de índice**.

miopía *f* Trastorno del ojo humano en que este no es capaz de enfocar correctamente objetos lejanos.

número de Abbe *m* Magnitud adimensional que caracteriza la dispersión de los materiales transparentes.
sin. **constringencia**

óptica *f* Parte de la física que estudia las propiedades de la luz y la manera de generarla, transmitirla, manipularla y detectarla.

paraxial *adj* Dicho de una disposición, sistema óptico o elemento para el cual es válida la aproximación paraxial.

planos principales *m pl* Conjunto de dos planos de un sistema óptico en aproximación paraxial, perpendiculares al eje óptico, para los cuales el aumento entre ellos es igual a +1.

potencia *f* Inversa de la distancia focal de un sistema óptico.

presbicia *f* Degeneración del ojo humano en que este no puede enfocar correctamente objetos cercanos, producida por una falta de elasticidad del cristalino y que aumenta con la edad.

punto cercano *m* Punto más cercano al ojo en que este puede enfocar correctamente un objeto sobre la retina.

refractividad *f* Medida de la cantidad en que un medio desvía un rayo de luz que penetra en este. A veces se cuantifica como $n - 1$, en donde n es el índice de refracción del medio.
sin. **refringencia**

refractivo -a *adj* Dicho del medio que tiene un índice de refracción diferente al de los medios que lo rodean.
sin. **refringente**

refractómetro *m* Aparato para medir el índice de refracción de un medio.

refringencia *f* Véase **refractividad**.

refringente *adj* Véase **refractivo**

sistema óptico *m* Conjunto de dioptrios.

visión diurna *f* Véase **visión fotópica**.

visión escotópica *f* Visión humana que se realiza con poca o ninguna iluminación.
sin. **visión nocturna**

visión fotópica *f* Visión humana que se realiza en buenas condiciones de iluminación.
sin. **visión diurna**

visión nocturna *f* Véase **visión escotópica**.

zona de Gauss *f* Región del espacio próxima al eje óptico de un sistema óptico en la que es aplicable la aproximación paraxial.
sin. **zona paraxial**

zona paraxial *f* Véase **zona de Gauss**.

Bibliografía

Casas, J. (1980). *Óptica*. Zaragoza: Universidad de Zaragoza.

Dawkins, R. (1996). *Climbing Mount Improbable* (capítulo 5 "The Forty-fold Path to Enlightenment"). Londres: Penguin Books.

Hecht, E.; Zajac, A. (1986). *Óptica*. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Iberoamericana.

Isalgué Buxeda, A. (1995). *Física de la llum i el so*. Barcelona: Edicions UPC ("Politext", 41).

José Pont, J.; Moreno Lupiáñez, M. (1994). *Física i ciència-ficció* (capítulo 7). Barcelona: Edicions UPC ("Politext", 33).

Luckiesh, M. (1970). *Visual Illusions*. Nueva York: Dover.

Sears, F. W. (1967). *Óptica*. Madrid: Aguilar.

Tipler, P. A.; Mosca, G. (2005). *Física para la ciencia y la tecnología* (5.ª edición, volumen 2). Barcelona: Editorial Reverté.